DER ROSETTENNEBEL IM OPTISCHEN LICHT UND RADIOSPEKTRALBEREICH

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der Abteilung für Physik und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von

WERNER E. CELNIK

aus Bochum

1983

Bochum 1982

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547222_0008

DER ROSETTENNEBEL IM OPTISCHEN LICHT UND RADIOSPEKTRALBEREICH

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der Abteilung für Physik und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von

WERNER E. CELNIK

aus Bochum

Bochum 1982

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Dissertation eingereicht am ..... 6. Dezember 1982

Tag der mündlichen Prüfung ..... 26. Januar 1983

Referent ..... Prof. Dr. K. Rohlfs

Korreferent ..... Prof. Dr. H.-J. Kunze

Zusammenfassung

Der Rosettennebel (NGC 2237-46, $\alpha_{1950}=6^h29^m01\overset{s}{.}7$, $\delta_{1950}=5^\circ00'53"$, Abb.1) wurde in verschiedenen Spektralbereichen beobachtet. Am 61cm-Teleskop auf La Silla/Chile wurde die Verteilung der Hα-Emissionslinien-Intensität der HII-Region über ein Feld von $2\overset{\circ}{.}4 \times 2\overset{\circ}{.}4$ lichtelektrisch mit einer Auflösung von 4!75 gemessen (Abb.6). Das verwendete Interferenzfilter mit 10 Å Halbwertsbreite um Hα schließt die der Hα-Linie benachbarten starken [NII]-Emissionslinien aus. Der Fluß in der Hα-Linie konnte in absoluten Einheiten geeicht werden. Dazu dienten photographische Coude-Hα-Spektren mit hoher spektraler Auflösung (Abb.4) und lichtelektrisch gemessene Scannerspektren der Hα-Linie von Eichsternen mit absolut bekanntem Kontinuumsverlauf (Abb.3).

Zur unabhängigen Bestimmung der Elektronentemperatur wurden die 112α-Rekombinationslinien von Wasserstoff und Helium (4618 MHz) im Nebel mit dem 100m-Teleskop in Effelsberg gemessen (Abb.9, Tab.4). Die Auflösung beträgt 3!0, integriert wurde zwischen 3 und 4.5 Stunden je Meßpunkt, das rms-Rauschen im Spektrum liegt zwischen 3 und 4.6 mK (T_b). Erstmals konnte so die relative Heliumhäufigkeit im Rosettennebel ermittelt werden (0.116 ± 0.032). Die Elektronentemperatur wurde für den Fall des NLTE bestimmt zu (5790 ± 1070)K.

Die Kontinuumsstrahlung des Rosettennebels bei 1410 und 4750 MHz wurde über eine Fläche von $2\overset{\circ}{.}7 \times 2\overset{\circ}{.}7$ bzw. $3^\circ \times 3^\circ$ mit dem 100m-Telskop kartiert. Die Winkelauflösungen sind 9!24 und 2!43 (Abb.10, 13). Die aus dem Kontinuum ermittelte maximale Ausdehnung der HII-Region ist (58 ± 2)pc bei einer Entfernung von 1.42 kpc.

Mit den Kontinuumskarten konnte die Verteilung des Spektralindex über den Rosettennebel mit einer Auflösung von 9!24 bestimmt werden (Abb.15). Der Spektralindex α beträgt im Mittel (-0.02 ± 0.10) ($S\sim\nu^\alpha$), was optisch dünner, thermischer Emission entspricht.

Die Kontinuums- und Hα-Messungen sind konsistent mit einem sphärisch-symmetrischen Kugelschalen-Modell des Rosettennebels mit einer Hüllen-Öffnung, deren Achse nur wenig von der Richtung zum Beobachter abweicht (Abb. 23, 27, 33). Die Masse der ionisierten Materie entspricht (29700 ± 3800) $M_\odot$ mit einer mittleren Elektronendichte von (15.0 ± 1.5) cm^{-3} in der Hülle.

Aus der Kontinuumsintensität, dem beobachteten Hα-Fluß und der unabhängig bestimmten Elektronentemperatur wurde die Verteilung der Absorption bei Hα durch interstellaren Staub in mag ($A_{H\alpha}$) mit Winkelauflösungen von 4:75 bzw. 9:24 gewonnen (Abb. 18). Der mittlere Fehler der Absorption beträgt $\sigma(A_{H\alpha}) = 0\overset{m}{.}3$, die mittlere Absorption im beobachteten Feld liegt bei $\langle A_{H\alpha} \rangle = 0\overset{m}{.}9 \pm 0\overset{m}{.}5$, wobei der Anteil der interstellaren Absorption von $1\overset{m}{.}2$ vor dem Nebel subtrahiert worden ist.

Die Verteilung der Staubabsorption wurde mit CO-Molekül-linienmessungen von Blitz & Thaddeus (1980) verglichen (Abb. 28). Mit einem plausiblen Geschwindigkeitsfeld konnte aus diesem Vergleich ein dreidimensionales Modell des Gesamtkomplexes hergeleitet werden.
Der Rosettennebel befindet sich am Rand des Molekül-wolkenkomplexes Mon OB2 auf der dem Beobachter zugewandten Seite (Abb. 33). Die Gesamtmasse des Komplexes mit einem Durchmesser von 110 pc beträgt $3.2 \cdot 10^5$ $M_\odot$ bei einem Staubmassen-Anteil von 2700 $M_\odot$ (Tabelle 12).

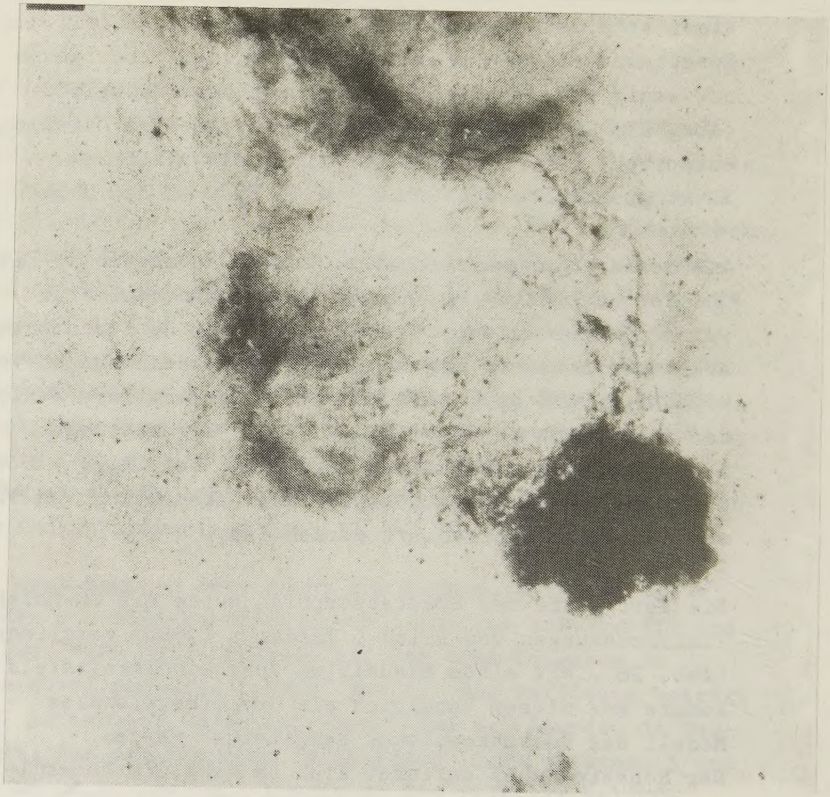


Abb. 1 a

Hα + [NII]-Aufnahme des Rosettennebels (hellstes Objekt) und des Monoceros-Loop (Bildmitte) von Davies et al. (1978) mit 1.2 m - Schmidt-Teleskop, Interferenzfilter mit 100 Å Halbwertsbreite, Kodak 098 - Platte

Abb. 1 b

Rot-Aufnahme des Rosettennebels von P. Stättmayer (1982) mit Schmidt-Kamera 1:4.0/760 mm. Die hellen Striche stammen von einem vorbeiziehenden Flugzeug. Am Bildrand links befindet sich die Dunkelwolke A1 mit hellem Rand (Kap. 7).

Inhaltsverzeichnis

		Seite
1	Einleitung	3
2	Die Messungen und Reduktionen	4
2.1	Die Hα - Linienintensitätsverteilung	4
2.1.1	Die Hα - Messungen und ihre Reduktion	5
2.1.2	Die Absoluteichung der Intensitäten	9
2.1.3	Die Genauigkeit der Karte und Fehlerquellen	13
2.2	Die Rekombinationslinien H112α und He112α	16
2.2.1	Die Messungen der Linien und des Kontinuums	16
2.2.2	Die Reduktion und Kalibration der Intensität	18
2.2.3	Aus den Linienmessungen abgeleitete Werte	21
2.3	Das Radiokontinuum des Rosettennebels	23
2.3.1	Das Kontinuum bei 21.3 cm	24
2.3.2	Das Kontinuum bei 6.3 cm	25
3	Der Radio - Spektralindex	29
4	Die Verteilung des interstellaren Staubes	31
4.1	Die optische Dicke des Staubes bei Hα	32
4.2	Die interstellare Absorption bei Hα	33
4.3	Fehlerquellen bei der Bestimmung der lokalen Absorption bei Hα	36
5	Zusammenfassung bisher erhaltener Ergebnisse	37
6	Ein Modell des Rosettennebels	38
6.1	Ein einfaches Kugelschalen - Modell	40
6.2	Ein Kugelmodell mit n Schalen	41
6.3	Ein Ellipsoidenschalen - Modell	49

6.4	Ein Blasen - Modell	51
6.5	Ein realistischeres Modell	57
7	Der Rosettennebel und seine Umgebung	59
7.1	Das Modell	59
7.2	Die Molekülwolken	64
7.3	Die Masse des Komplexes	76
8	Schlußwort	80
9	Literaturverzeichnis	82

1 Einleitung

Der Rosettennebel ist ein HII-Gebiet im Sternbild Monoceros bei $\alpha_{1950} = 6^h29^m01^s.7$ und $\delta_{1950} = 5^\circ00'53''$ mit einer Ausdehnung von mehr als 2°. In seinem Innern liegt der offene Sternhaufen NGC 2244 mit zahlreichen O- und B-Sternen. In direkter Nachbarschaft des Nebels befindet sich der große Supernovarest des Monoceros-Loop (Abb 1 a). Auf grund der wolkenartigen Struktur des interstellaren Mediums sind HII-Regionen fast immer unregelmäßig geformt und in den seltensten Fällen symmetrische Kugeln, in deren Zentrum sich der anregende Stern befindet. Trotzdem wird bei den meisten Modellen Kugelsymmetrie vorausgesetzt. Das Erscheinungsbild des Rosettennebels kommt einer kreisförmigen Symmetrie sehr nahe (Abb. 1 b). Die Annahme von Kugelsymmetrie ist deshalb in diesem Fall sicher gerechtfertigt.

In der vorliegenden Arbeit wird der Versuch unternommen, ein realistisches Bild dieser HII-Region mit Temperatur- und Dichte-Verteilung einschließlich des direkt umgebenden neutralen interstellaren Mediums in drei Dimensionen darzustellen. Dynamische Effekte wie Expansion oder Kontraktion und tangentiale Strömungen werden ebenfalls berücksichtigt.

Um wichtige physikalische Parameter des Rosettennebels zu ermitteln, wurden Beobachtungen in verschiedenen Bereichen des Spektrums angestellt, miteinander verglichen und durch publizierte Messungen anderer Autoren ergänzt. Aus den Messungen der Rekombinationslinien H112α und He112α bei 4618 MHz erhält man die Heliumhäufigkeit und die Elektronentemperatur. Die Helligkeitsverteilung der Radiokontinuumsstrahlung bei den hier verwendeten Frequenzen 1410 und 4750 MHz liefern die Form, die Dichte und die Masse der HII-Region. Aus dem Vergleich der Kontinuumsintensitäten bei 1410 und 4750 MHz läßt sich die Verteilung des Radio-Spektralindex über den Rosettennebel ablesen. Diese ermöglicht unter bestimmten Voraussetzungen Schlußfolgerungen auf die

thermische Struktur des Objektes. Ein Vergleich der Kontinuumsstrahlung bei 4750 bzw. 1410 MHz mit der Hα - Linienintensität gibt Aufschlüsse über die Verteilung des interstellaren Staubes im beobachteten Bereich. Schließlich ermöglichen die hier durchgeführten Messungen, ein dynamisches Modell des Rosettennebels und seiner näheren Umgebung aufzustellen.

2 Die Messungen und Reduktionen

2.1 Die Hα - Linienintensitätsverteilung

In der Literatur existieren vier Messungen der Hα - Linienintensität und deren Verteilung über den Rosettennebel, zwei davon sind photographische Photometrien von Meaburn (1968) und Schmitter (1971). Die Messungen von Meaburn (1968) sind jedoch für einen Vergleich mit den Radio-Kontinuumsintensitäten nicht hinreichend genau kalibriert. Schmitter verwendete eine Filter - Platten-Kombination mit etwa 400 Å spektraler Bandbreite um 6500 Å, so daß andere Emissionslinien neben Hα zur Gesamtintensität beitragen. Die Intensitäten der verbotenen [NII] - Linien bei 6548 und 6584 Å sind der der Hα - Linie vergleichbar, und das Verhältnis I(NII)/I(Hα) variiert über das HII - Gebiet (Johnson, 1953). Die lichtelektrischen Photometrien von Osterbrock & Stockhausen (1960) und von Gebel (1968) haben eine für den Vergleich mit Messungen des Radiospektrums ungenügende Winkelauflösung von 50' bzw. 2^{o}. Um ein befriedigendes Modell des Nebels aufstellen zu können, werden dagegen absolut geeichte Messungen der ungestörten Hα - Linienintensität bei einer Winkelauflösung von einigen Bogenminuten benötigt. Solche Messungen werden hier beschrieben und ihre Bedeutung wird diskutiert.

2.1.1 Die Hα - Messungen und ihre Reduktion

Vom 30.11. - 23.12.1979 wurden bei der Europäischen Südsternwarte (ESO) auf La Silla in Chile Messungen der Hα - Linienintensität des Rosettennebels durchgeführt. Dabei fand das 61 cm - Teleskop des Astronomischen Instituts der Ruhr - Universität Bochum Verwendung. Das Photometer - System des Instrumentes ist bei Schmidt-Kaler und Dachs (1968) beschrieben. Es war mit dem mit Trockeneis gekühlten 10 - stufigen Multiplier EMI 9558 A bestückt, betrieben mit einer Hochspannung von 1100 V. Dieser Wert führte nach Tests zu einer Minimierung des Dunkelstromes. In dem Teil des Photometers mit parallelem Strahlengang befand sich ein Interferenzfilter (ESO 28) von 1 Zoll Durchmesser, das bei einer maximalen Transmission von 75 % bei 6564.8 Å (bei 20 °C) eine Halbwertsbreite von 10.2 Å besitzt (ESO - Datenblatt, 1978). Dadurch waren störende Beiträge der [NII] - Linien bei 6548 und 6584 Å ausgeschlossen. Da sich das Maximum der Transmissionskurve des Filters bei einer Temperaturänderung von 1 K um 0.22 Å verschiebt (Schuster, 1981), wurde die Temperatur des Photometers laufend überwacht. Der Blendendurchmesser von 12.7 mm entspricht einer Winkelauflösung von 4!75. Die Nebelintensität wurde bei abgeschalteter Teleskop - Nachführung mit einer Integrationszeit von 4 Sekunden pro Meßpunkt registriert. Dabei waren die Start - Koordinaten einer solchen Drift - Kurve mit konstanter Deklination und Luftmasse (LM) durch einen Stern mit bekannten Koordinaten (SAO - Katalog) vorgegeben, der entsprechend visuell im Fadenkreuz - System des Photometers eingestellt wurde (Genauigkeit 5"). Vor und nach Registrierung jeder der Drift - Kurven wurde auf einem sternarmen Punkt östlich des Nebels ($\alpha_{1950} = 6^h37^m.0$, $\delta_{1950} = 3^\circ50'$) der Himmelshintergrund bestimmt. Zur Ermittlung der atmosphärischen Extinktion bei Hα wurde der Fluß von sechs ausgesuchten, über den ganzen Himmel

Tabelle 1*

Stern	α_{1950}	δ_{1950}	m_v
SAO 113810	$6^h21^m07^s.1$	$4^\circ37'12''$	4.5
α Car	$6^h22^m50^s.5$	$-52^\circ40'04''$	-0.9
α Gru	$22^h05^m00^s.6$	$-47^\circ12'15''$	2.2
β Cen	$14^h00^m16^s.5$	$-60^\circ07'58''$	0.9
α Pav	$20^h21^m42^s.3$	$-50^\circ53'50''$	2.1

Tabelle 2*

Nacht	mittl. Extinktion/mag·LM^{-1}	Anzahl Sterne
9./10.	0.064 ± 0.009	3
10./11.	0.096 ± 0.004	4
11./12.	0.075 ± 0.004	3
13./14.	0.082 ± 0.004	3
14./15.	0.071 ± 0.007	3
16./17.	0.081 ± 0.004	1
18./19.	0.094 ± 0.009	3
19./20.	0.0893± 0.0002	2
20./21.	0.092 ± 0.011	4
21./22.	0.093 ± 0.008	3
22./23.	0.088 ± 0.004	4

* Erläuterungen im Text

verteilten Sternen (Tabelle 1) während der Nacht bis zu 13 - mal gemessen (Abb.2). Die Integrationszeit der Stern- und Hintergrundsmessungen betrug jeweils 2 Minuten. Für die Sterne wurde eine Blende von 40" Durchmesser gewählt. Schlechte Nächte mit zeitlich variabler Extinktion konnten nach einer Überprüfung am nächsten Tag erkannt und die entsprechenden Drift - Kurven wiederholt werden. Als Eichsterne wurden die Sterne αCar und βCen verwendet, deren Kontinua von 3200 - 8800 Å in absoluten Einheiten bekannt sind (Tüg, 1978). Die mittlere Extinktion auf La Silla vom 9.-23.12.1979 betrug bei 6564 Å Wellenlänge (0.088 $\pm$ 0.006) mag/LM und war somit deutlich höher als der von Tüg (1978) mit (0.064 $\pm$ 0.015) mag/LM für März bis Mai 1975 ermittelte Wert. Bei den hier verwendeten Messungen variierte die Extinktion von 0.064 bis 0.096 mag/LM in aufeinander folgenden Nächten. Deshalb

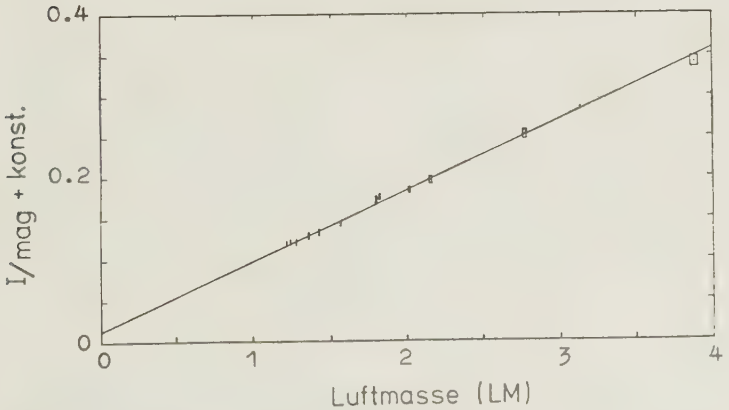


Abb. 2 : Extinktionskurve des Sterns SAO 113810 in der Nacht vom 18. zum 19.12.1979 auf La Silla. Für die Anpassung der Geraden wurden nur Messungen mit LM < 2.5 verwendet. Die Intensitätsskala ist willkürlich verschoben. Alle Intensitäten wurden auf Luftmasse Null reduziert.

wurden die Intensitäten für jede Nacht einzeln auf LM = 0 reduziert (Tabelle 2). Die Luftmasse wurde bestimmt nach der Näherungsformel von Hardie (1962)

$$LM = \sec z - 0.0018167\,(\sec z - 1) - 0.002875\,(\sec z - 1)^2 - 0.0008083\,(\sec z - 1)^3$$

wobei z die Zenitdistanz des Objektes zur Mitte der Integrationszeit ist. Die Logarithmen der gemessenen Intensitäten wurden gegen die Luftmasse aufgetragen und durch eine Gerade angenähert (Abb.2). 76 wegen der Extinktion korrigierte Drift - Kurven mit einer Länge von bis zu 30 Minuten wurden anschließend zur größtmöglichen geschlossenen Fläche ($2\overset{\circ}{.}4 \times 2\overset{\circ}{.}4$) mit einem Raster von 2' x 2' Punktabstand verbunden. Es erwies sich als nicht notwendig, weitere Korrekturen an den Intensitäten der Drift - Kurven anzubringen. Die Intensität der Karte als Ganzes ist noch durch die Transmissionskurve des verwendeten Interferenzfilters beeinflußt. Bei der Ermittlung dieses Korrekturfaktors müssen die Temperatur des Filters (d.h. des Photometers), die Wellenlänge und die Breite der Hα -Linie im Nebel berücksichtigt werden. Die Ruhewellenlänge von Hα ist 6562.793 Å. Fountain et al. (1979) geben für den Rosettennebel einen Wert von (32.8 $\pm$ 0.5) km/s als heliozentrische Radialgeschwindigkeit an. Der Anteil der Erdbewegung Mitte Dezember in Richtung auf den Nebel beträgt 1.0 km/s. Daraus ergibt sich die Position der Hα - Linie zu (6563.54 $\pm$ 0.04) Å. Die Temperatur des Photometers schwankte bei den Messungen zwischen 14 und 20 $^{\circ}$C. Die Transmission des Filters bei der aktuellen Wellenlänge variierte somit zwischen 73.8 und 74.9 %. Aus diesen Daten ergibt sich ein Korrekturfaktor von 1.345 $\pm$ 0.011 für die Reduktion der Nebelintensitäten auf 100 % Filtertransmission.

2.1.2 Die Absoluteichung der Intensitäten

Zur Kalibration der gemessenen Intensitäten wurden die Photometer - Helligkeiten der Eichsterne herangezogen. Von diesen war jedoch nur der Verlauf des Kontinuums bekannt (Tüg, 1978). Der Bereich mit der Hα - Absorptionslinie im Sternspektrum hat eine Breite, die mit der des verwendeten Filters vergleichbar ist. Man benötigt daher die genaue Linienstruktur. Hierfür stellte Prof. Reimers (1981) einige photographische Coude - Spektren von αCar und βCen mit einer Dispersion von 12.5 Å/mm zur Verfügung, die er im Januar 1981 am 1.52 m - Teleskop auf La Silla aufgenommen hatte. Zur Überprüfung der Linearität der Schwärzungskurve wurden die photographischen Spektren mit lichtelektrisch gemessenen, in der Intensität linearen Scanner - Spektren verglichen, die Dipl.-Phys. Kaiser (1982) am Bochumer 61 cm - Teleskop auf La Silla gewonnen hatte. Diese Spektren haben eine Auflösung von 1 Å. (Abb. 3). Ihre Wellenlängenskala wurde linearisiert (Kiehling, 1980). Die korrigierten Intensitäten der Coude - Spektren wurden dann an die von Tüg (1978) bestimmten absoluten Kontinua angeschlossen. Das Integral über die Transmissionskurve des Filters $T(\lambda)$ multipliziert mit dem spektralen Intensitätsverlauf $I(\lambda)$ des in absoluten Einheiten geeichten Sternspektrums entspricht der mit dem Photometer erhaltenen Zählrate I_0 (Abb. 4, 5)

$$f \cdot I_0 = \int_0^\infty I(\lambda) \cdot T(\lambda)\, d\lambda \,.$$

Man erhält als mittleren Eichfaktor

$$f = (5.25 \pm 0.25) \cdot 10^6 \; W \cdot m^{-2} \cdot Hz^{-1} \cdot (\text{Blendenfläche})^{-1} \cdot (\text{Zählrate})^{-}$$

und für die gemessenen Nebelintensitäten den Fluß in Jansky pro Blendenfläche (= „beam"), wobei

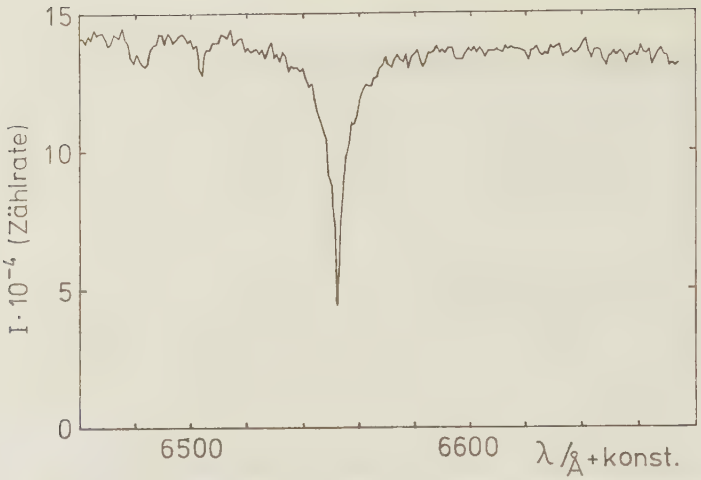


Abb. 3 a : Scanner - Spektrum von α Car im Bereich um die Hα - Linie. Die Intensitätsskala ist willkürlich. Die Wellenlängenskala ist leicht verschoben. Beide Skalen sind linear. Die Wellenlängenauflösung ist 1 Å.

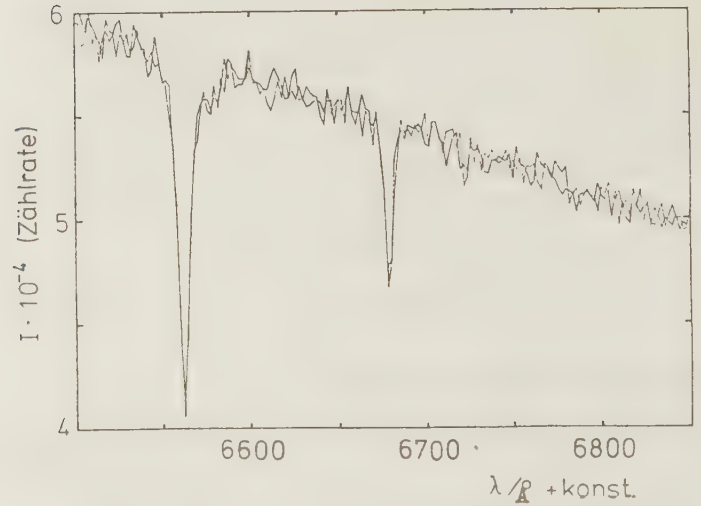


Abb. 3 b : Scanner - Spektrum von β Cen. Die stärkste Absorptionslinie ist die Hα - Linie. Zwei Spektren wurden übereinander gezeichnet. Auflösung und Skalen wie in Abb. 3 a .

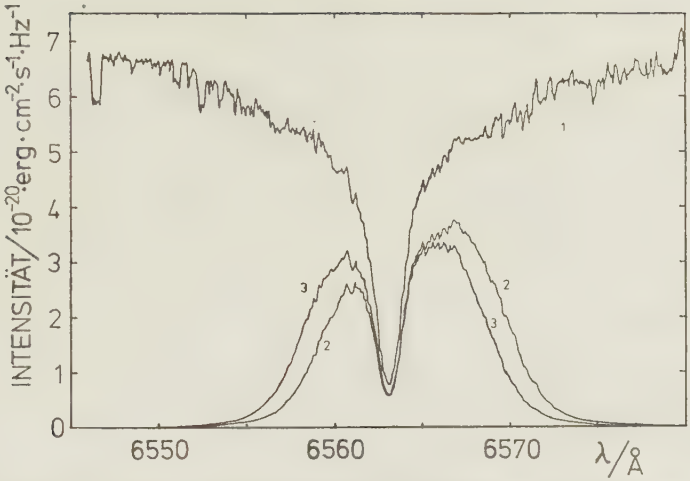


Abb. 4 : linearisiertes Coude-Spektrum von αCar um die Hα - Linie (1), Produkt aus Filtertransmissionskurve und Sternspektrum $T(\lambda)\cdot I(\lambda)$ bei 20°C (2), dasselbe Produkt bei 14°C (3). Die Skalen sind linear und geeicht. Die Flächen unter den Kurven (2) und (3) differieren um 1.5 %.

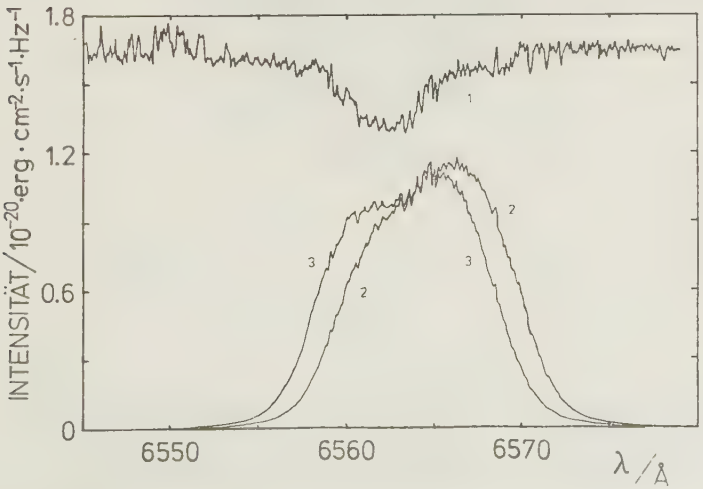


Abb. 5 : wie Abb. 4 für βCen. Die Flächen unter den Kurven (2) und (3) differieren um 0.4 %.

1 Jansky = 1 Jy = 10^{-26} W·m^{-2}·Hz^{-1} (Abb. 6). 29 Sterne mit $6.0 \leq m_v \leq 9.1$ wurden in der Karte identifiziert und durch einen zweidimensionalen Gaußfit subtrahiert. Abb. 7 zeigt den mittleren radialen Intensitätsverlauf über den Nebel, in Ringen der Breite 2' um das Zentrum des Nebels (s. Tab. 12) integriert (Tabelle 3). Der Maximalwert der Intensität in der Karte beträgt $I_{max} = 39.9 \cdot 10^{13}$ Jy/beam. Im Norden und Osten sind Ausläufer des großen Monoceros - Loop erkennbar. Ihre Intensität liegt nur bei $\leq$ 8 % des Intensitätsmaximums (vergl. Abb. 1a).

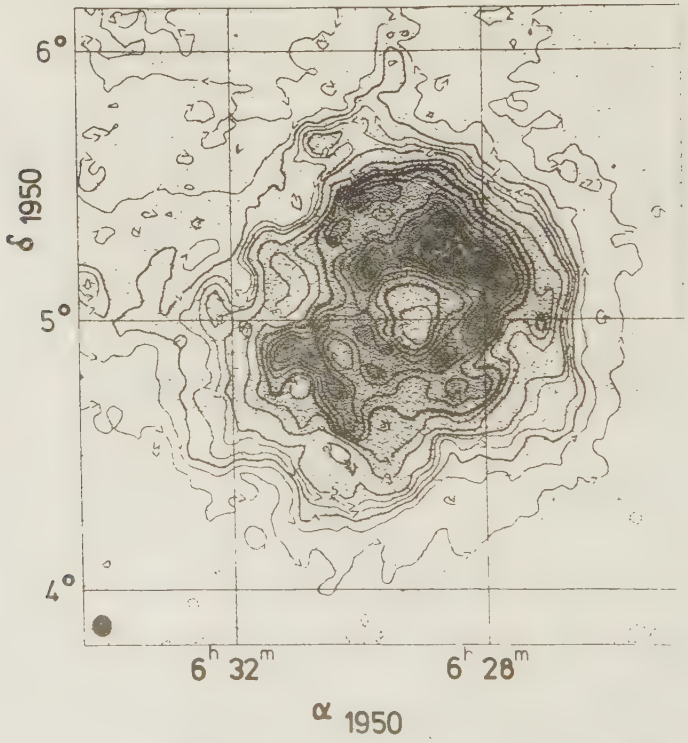


Abb. 6 : Isophoten- und Graustufenbild der Hα-Linienintensität des Rosettennebels, Auflösung 4!75, niedrigste (gestrichelte) Isophote bei 0, numerierte (dicke) Isophoten bei $i \cdot 3 \cdot 10^{13}$ Jy/beam, Isophote mit Tick-Marken bei $15 \cdot 10^{13}$ Jy/beam, dünne Isophoten bei 1,2,4 und $5 \cdot 10^{13}$ Jy/beam

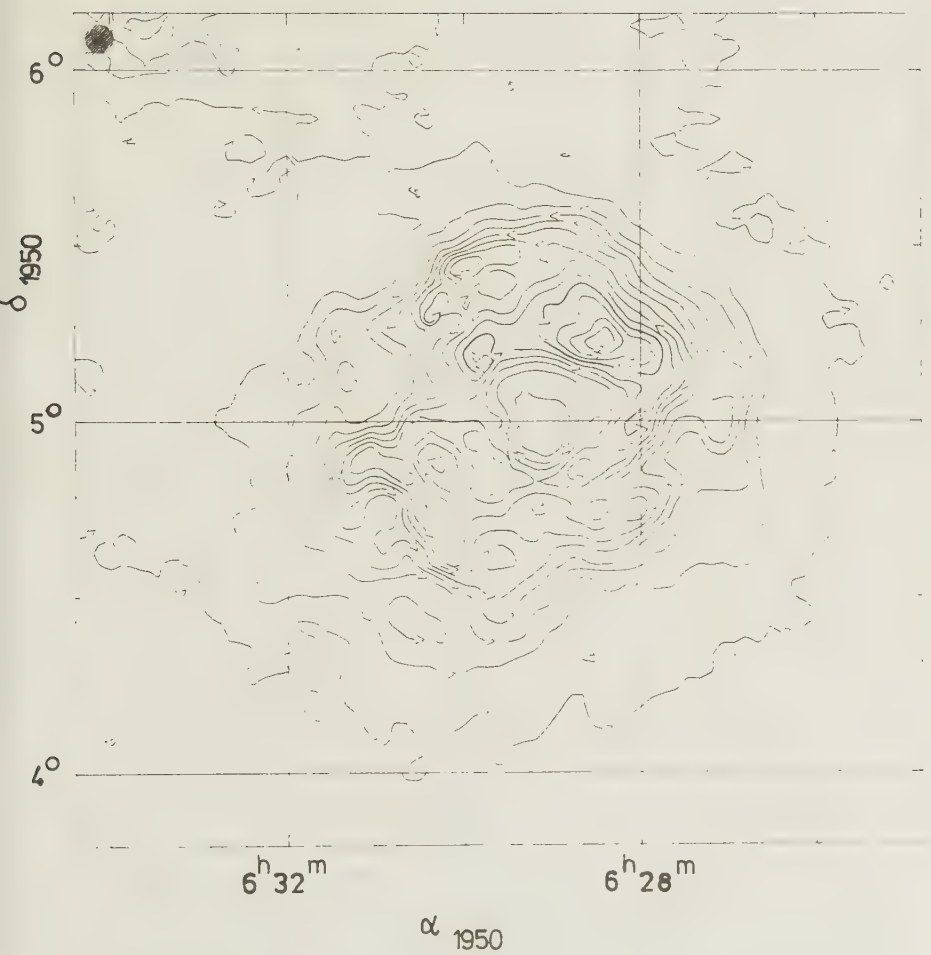


Abb. 6 a

Isophotenbild der Hα-Linienintensität des Rosettennebels, Auflösung 4:75, niedrigste (äußerste) Isophote bei $1 \cdot 10^{13}$ Jy/beam, Abstand der Isophoten $3 \cdot 10^{13}$ Jy/beam, Isophote 10 bei $28 \cdot 10^{13}$ Jy/beam

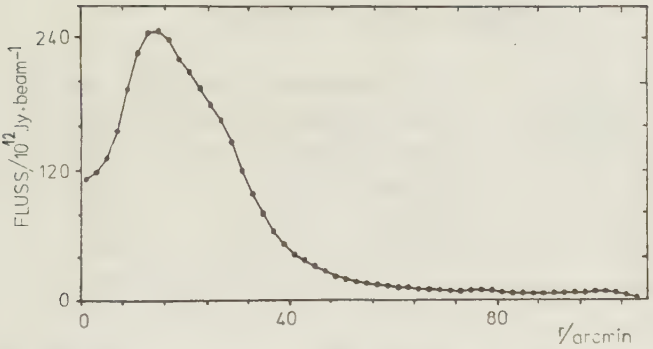


Abb. 7 : mittlerer radialer Verlauf des Flusses in der Hα - Linie, der Fluß wurde in Ringen der Breite 2' um das Zentrum des Nebels (Tabelle 11) gemittelt. Die Ringintegrationen sind vollständig bis r = 66'.

2.1.3 Die Genauigkeit der Karte und Fehlerquellen

Der mittlere Fehler der Intensität eines Einzelpunktes der Karte beträgt 1.1 %, nach der Kalibration in Jy/beam 5.0 %. Diese Werte ergeben sich durch Fortpflanzung aus den Original - Meßwerten. Systematische Fehler längs der Drift - Kurven und den Drift - Kurven untereinander (Scan - Effekte) sind nicht feststellbar. Die wegen Nichtlinearität der photographischen Schwärzungskurve erfolgte Korrektur des Integrals $\int_0^\infty T(\lambda)\cdot I(\lambda)\, d\lambda$ betrug nur 6 %, und der aus Temperaturschwankungen des Filters stammende Fehler des Integrals liegt mit nur 1.5 % im Bereich des Rauschens. Einflüsse von Streulicht im Photometer und von Variationen der atmosphärischen Extinktion in Zeiträumen bis zu 45 Minuten sind vernachlässigbar klein dagegen. Das rms - Rauschen bestimmt sich in den Randgebieten der Karte aus der Streuung der Meßwerte zu $1.2\cdot10^{12}$ Jy/beam. Das Nullniveau wurde wie bei allen gemessenen Intensitätsverteilungen einheitlich auf

Tabelle 3

Mittlerer radialer Intensitätsverlauf in Hα über den Nebel. Die Mittelung in den Ringen um das Zentrum des Nebels (Tabelle 12) mit der Breite $\Delta r = 2'$ ist vollständig bis $r = 66'$. Bis $r = 60'$ ist kein Beitrag vom Monoceros-Loop zu verzeichnen.

Radius/arcmin	Intensität / 10^{13} Jy · beam^{-1}	Punkte
1	11.251	4
3	11.883	10
5	13.143	14
7	15.583	22
9	19.314	28
11	22.582	38
13	24.425	40
15	24.581	44
17	23.777	56
19	22.038	60
21	20.881	66
23	19.420	72
25	17.896	76
27	16.538	90
29	14.577	88
31	12.011	96
33	9.859	106
35	8.091	110
37	6.417	120
39	5.203	116
41	4.224	128
43	3.702	138
45	3.146	140
47	2.689	150
49	2.183	150
51	1.908	162
53	1.663	170

(wird fortgesetzt)

Tabelle 3 (Fortsetzung)

Radius/arcmin	Intensität / 10^{13} Jy · beam^{-1}	Punkte
55	1.523	172
57	1.402	178
59	1.289	184
61	1.142	198
63	1.123	192
65	0.957	202
67	0.935	206
69	0.899	202
71	0.823	188
73	0.781	171
75	0.858	163
77	0.889	145
79	0.839	141
81	0.686	110
83	0.595	92
85	0.568	90
87	0.545	67
89	0.533	63
91	0.573	55
93	0.592	40
95	0.642	36
97	0.628	21
99	0.747	16
101	0.737	17
103	0.644	6
105	0.409	6

I_{min} + 3 rms = 0 festgelegt. Ein zusätzlicher Beitrag zur Linienemission wird von der Kontinuumsstrahlung bei Hα geliefert. Dieser Beitrag (Osterbrock, 1974) ist sehr gering, er beträgt am Intensitätsmaximum des Nebels nur 50 % des rms - Rauschens.

2.1 Die Rekombinationslinien H112α und He112α

Als wichtige Parameter der physikalischen Beschaffenheit eines HII-Gebietes lassen sich aus Messungen dieser Radio-Rekombinationslinien die Heliumhäufigkeit bezüglich der von Wasserstoff und die Elektronentemperatur bestimmen. Messungen von Hnα-Rekombinationslinien sind schon von verschiedenen Autoren vorgenommen worden. Die Beobachtungen von Pedlar & Davies (1978) und von Pedlar & Matthews (1973) haben eine Auflösung von nur 31' bzw. 35'. Viner et al.(1979) konnten nur Messungen auf 4 Punkten im Nebel gewinnen. Da die Ergebnisse stark streuen, ist es notwendig, Integrationen auf so vielen Punkten wie möglich durchzuführen. Eine hohe Winkelauflösung ist zur Ermittlung von Variationen der Elektronentemperatur über das HII-Gebiet von Vorteil. Zur Bestimmung der Elektronentemperatur ist eine Messung der Strahlungstemperatur im Kontinuum T_c am Ort der spektralen Integrationen auf dem Nebel bei der Frequenz der H112α-Linie erforderlich, da das Verhältnis der Intensitäten von Linie T_l und Kontinuum T_c benötigt wird (Kap. 2.2.3). Alle Spektrometer- und Kontinuumsmessungen werden mit demselben Empfänger gemacht und mit derselben Eichquelle kalibriert. Dadurch werden systematische Fehler im Verhältnis von Linien- und Kontinuumsintensität T_l T_c weitgehend ausgeschlossen.

2.2.1 Die Messungen der Linien und des Kontinuums

Vom 31.1.-2.2.1981 wurden mit dem 100 m - Teleskop in Effelsberg die 112α- Linien des Wasserstoffs und Heliums bei 4618 MHz gemessen. Auf 4 ausgewählten Punkten im Rosettennebel wurde bis zu 4.5 Stunden integriert (ON-Messung). Ein Punkt westlich der HII-Region ($\alpha_{1950} = 6^h25^m43^s$, $\delta_{1950} = 5°51'42''$) diente mit derselben Meßzeit als OFF-Messung. Im Primärfokus war der Empfänger P-4.6-P-A mit gekühltem parametrischem Verstärker installiert. Es wurde nur der bessere der beiden Kanäle des Verstärkers ausgewertet, der eine System-Rauschtemperatur von 40 K lieferte, Kanal 1 (Lochner, 1980), seine Mittenfrequenz lag bei 4618.79 MHz. 10 MHz Bandbreite verteilten sich auf 192 Spektrometerkanäle. Nach einer Integrationszeit von 30 Minuten im Zentrum des Nebels war noch keine Linie im Rauschen des Spektrums erkennbar. Tabelle 4 gibt Daten und Ergebnisse der Messungen von

Tabelle 4

Daten und Egebnisse aus den Rekombinationslinienmessungen

Rosettennebel	Punkt 1	Punkt 2	Punkt 3
α_{1950}	$6^h28^m15^s.7$	$6^h28^m15^s.7$	$6^h30^m02^s.9$
δ_{1950}	$5^\circ21'14''$	$4^\circ44'05''$	$5^\circ06'48''$
$T_{L,H}$/mK	53.7±8.9	72.4±10.1	43.9±6.1
$v_{LSR,H}$/km·s^{-1}	16.5±0.8	16.7± 0.4	12.2±0.5
$\Delta v_{L,H}$/km·s^{-1}	38.7±2.9	30.8± 1.9	35.6±2.3
$T_{L,He}$/mK	11.8±2.3	18.2± 2.8	15.4±2.5
$v_{LSR,He}$/km·s^{-1}	19.7±2.0	16.9± 0.8	18.8±0.6
$\Delta v_{L,He}$/km·s^{-1}	26.4±4.6	15.3± 2.0	10.3±2.6
T_c/mK	729 ± 59	1243 ± 86	856 ± 74
RMS/mK	4.1	4.6	4.9
τ/h	4.6	4.0	3.0
N_{He^+}/N_{H^+}	0.154±0.045	0.115±0.022	0.102±0.030
$T_{e,LTE}$/K	3490 ± 930	5310 ± 840	5280 ± 1080
b_n	0.771±0.014	0.796±0.010	0.796±0.012
$\frac{d}{dn}(\ln b_n)\cdot 10^3$	5.99 ± 0.70	4.78 ± 0.39	4.80 ± 0.43
$T_{e,NLTE}$/K	4370 ± 1080	6470 ± 940	6440 ± 1070

drei weiteren Punkten auf dem hellen Ring des Nebels. Zur Ermittlung der Kontinuumsintensität am Ort der Linien - Integrationen wurden Kreuz - Scans über die angegebenen Koordinaten im „Total-Power-Mode" des Empfängers mit einer Bandbreite von 500 MHz um 4800 MHz gemessen. Die Fahrgeschwindigkeit des Teleskops während dieser Messungen betrug 1°/Minute bei einer Länge von 3°/Scan (Abb. 8). Zur Kalibration der Intensitäten wurde die Eichquelle 3C147 aus dem Katalog von Kühr et al. (1979), viermal über 20' x 20' Ausdehnung kartiert.

2.2.2 Reduktion und Kalibration der Intensitäten

Bei der Standard - Reduktion der Linienmessungen am Max - Planck - Institut für Radioastronomie in Bonn (Technischer Bericht MPIfR Nr. 40, 1980) wurden für jeden Meßpunkt alle ON - und OFF - Spektren gemittelt. Nach der Eliminierung von störenden Randkanälen wurde durch Anpassung eines Polynoms an solche Spektralbereiche, in denen kein Signal erwartet wurde, eine Basislinie subtrahiert. Damit ergeben sich die Rekombinationslinienspektren von H 112α und He 112α wie in Abb. 9 wiedergegeben. Nach der Anpassung von Gauß - Kurven an die H 112α - und He 112α - Linien konnten die in Tabelle 4 angegebenen Werte ermittelt werden, so die „Local-Standard-of-Rest" - Geschwindigkeit v_{LSR} der Linien, ihre Breite Δv, die Maximalintensität T_L und erstmals auch die Heliumhäufigkeit im Rosettennebel (Kap. 2.2.3).

Der Verlauf der Kontinuumsintensität längs der Scans über Nebel und Eichquellen ist durch Effekte wie Bodenstrahlung, Verstärkungsschwankungen und wetterbedingte Dämpfungsschwankungen der Atmosphäre beeinflußt. Diese wurden bei der Subtraktion des Hintergrundes durch Polynomfits niedrigen Grades an jeden einzelnen Scan ausgeglichen. Dabei kamen die Standard - Reduktionsprogramme des MPIfR (Hitch-Hiker's Guide to NOD2, MPI, 1980) und von Crezelius (1982) zur Anwendung. Durch zweidimensionale Anpassungen von Gaußkurven an den Intensitätsverlauf über die Eichquellen wurde das Maximum in Meßeinheiten bestimmt und mit dem bekannten Fluß S(3C147) = (8.61 ± 0.55) Jy kalibriert (Kühr et al., 1979). Als Halbwertsbreite der Antennenkeule wurden 3'02" ± 0.03" erhalten. Mit einer gaußförmigen Hauptkeule ergibt sich als Verhältnis der Strahlungstemperatur T_L zum Fluß S (Ω_H = Hauptkeulenraumwinkel), (Kraus, 1966)

$$\frac{T_b}{S} = \frac{c^2}{\Omega_B \cdot 2 \cdot k \cdot \nu^2} = \left(\frac{18.42508}{\nu \cdot HPBW}\right)^2 = (1.744 \pm 0.002)\ \frac{K}{Jy}$$

wobei die Frequenz ν in GHz und die Breite der Hauptkeule HPBW in Bogenminuten anzugeben sind.

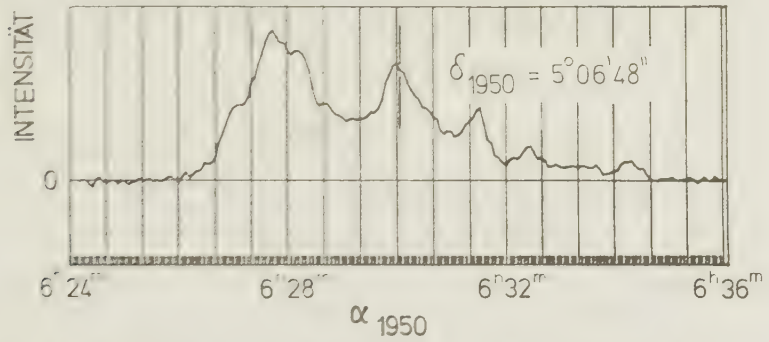


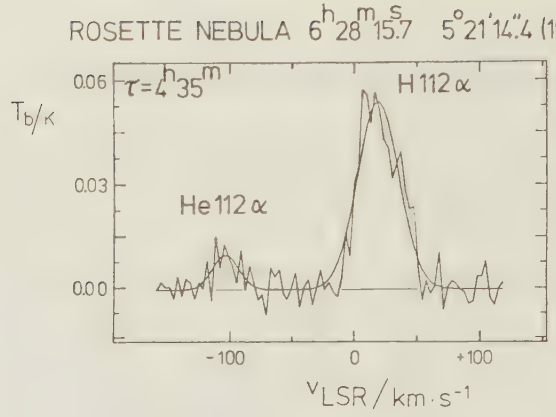
Abb. 8, Beispiel eines Kontinuumsscans über Punkt 3 der Rekombinationslinienmessungen bei δ = konst. = $= 5^\circ 06' 48''$. Die Intensität T_c am Ort von Punkt 3 ist gekennzeichnet.

Die Eichung der Linienintensitäten erfolgte durch Vergleich mit dem Rauschnormal, dessen Intensität T_A ebenfalls über die Eichquelle bestimmt wurde. Aus dem bekannten Fluß der Eichquelle S, der physikalischen Apertur A_p und dem Flächenwirkungsgrad $\eta_A = 0.37 \pm 0.05$ (Wohlleben, 1977) ermittelt man die erwartete Antennentemperatur T_A (Kraus, 1966)

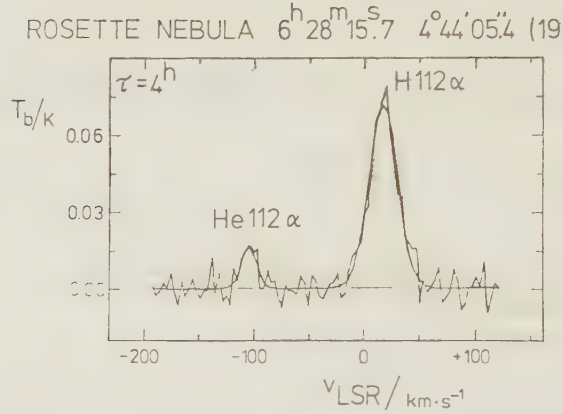
$$T_A = S \cdot A_p \cdot \eta_A \cdot (2 \cdot k)^{-1}$$

Durch den Vergleich der gemessenen mit der erwarteten Antennentemperatur ließ sich die Temperatur des Rauschnormals zu $T_{A\,cal} = (5.3 \pm 0.8)$ K errechnen. Damit wurde $T_A/S = (1.05 \pm 0.04)$ K/Jy. Der Hauptkeulenwirkungsgrad ist dann $\eta_B = T_A/T_b = 0.60 \pm 0.08$. Das theoretisch

9 a)



9 b)



9 c)

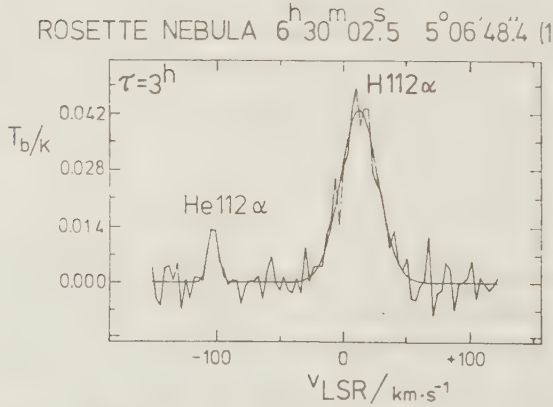


Abb. 9 : Spektren der Rekombinationslinien H112α und He112α Die Koordinaten sind angegeben. Die Parameter der angepaßten Gauß-Kurven sind in Tabelle 4 zusammengefaßt.

erreichbare rms - Rauschen im Spektrum ist (Kraus, 1966)

$$\sigma T_b = T_{A,Sys}(B \cdot 0.5 \cdot \tau)^{-0.5} \cdot \eta_B^{-1} = 3.2 \text{ mK}$$

mit der Systemtemperatur $T_{A,Sys}$ = 40 K und der Bandbreite eines Spektrometerkanals B = 52.0833 kHz und der Meßzeit τ = 4.5 Stunden. Die Messungen erreichen also fast den theoretischen Wert der Genauigkeit (Tab. 4, Abb. 9).

2.2.3 Aus den Linienmessungen abgeleitete Werte

Aus der Doppler - Verschiebung der Linien ergibt sich eine mittlere Radialgeschwindigkeit des Gases bezüglich des „Local-Standard-of-Rest" von $v_{LSR} = (16.7 \pm 1.3)$ km·s^{-1} in guter Übereinstimmung mit (17.0 ± 0.5) km·s^{-1} nach Fountain et al. (1979) für die Hα - Linie. Aus diesen und 15 weiteren Messungen an Rekombinationslinien von Viner et al. (1979), Pedlar & Matthews (1973), Pedlar & Davies (1972), Gordon et al. (1974), Dieter (1967) und De Boer et al. (1968) ergibt sich ein gewichtetes Mittel von $v_{LSR} = (16.9 \pm 0.1)$ km·s^{-1}.

Unter der Voraussetzung, daß Wasserstoff und Helium das gleiche Volumen einnehmen, was sicher eine starke Vereinfachung ist, kann man aus dem Verhältnis der Flächen unter der H 112α - und der He 112α - Linie die relative Heliumhäufigkeit entnehmen. Der Mittelwert ergibt sich zu $N_{He^+}/N_{H^+} = 0.116 \pm 0.032$.

Unter der Annahme lokalen thermodynamischen Gleichgewichts (LTE) läßt sich nach Mezger & Ellis (1968) und Mezger & Henderson (1967) die Elektronentemperatur T_e gemittelt über den Sehstrahl im Nebel berechnen zu

$$T_{e,LTE} = \left(\left(\frac{\Delta\nu_D}{\text{kHz}} \right) \cdot \frac{T_l}{T_c} \cdot \frac{1 + \frac{N_{He^+}}{N_{H^+}}}{\left(\frac{\nu_l}{\text{GHz}} \right)^{2.1}} \cdot \frac{a(\nu, T_e)}{23300} \right)^{-1/1.15} \text{K}$$

mit

$$a(\nu,T_e) = 0.366\cdot\left(\frac{\nu_1}{GHz}\right)^{0.1}\cdot T_e^{-0.15}\cdot\left(\ln\frac{0.04995}{\nu_1/GHz} + 1.5\cdot\ln T_e\right)$$

$$\Delta\nu_D = \Delta\nu_1\cdot(1 - (0.94\cdot\Delta\nu_E/\Delta\nu_1)^2)^{0.5}$$

wobei $\Delta\nu_D$ = Doppler - Breite der Wasserstofflinie

$\Delta\nu_1$ = gemessene Linienbreite

$\Delta\nu_E$ = Breite eines Spektrometerkanals

ν_1 = Ruhefrequenz der Linie

T_1 = Maximale Strahlungstemperatur in der Linie

T_c = Strahlungstemperatur im Kontinuum

$\frac{N_{He^+}}{N_{H^+}}$ = relative Heliumhäufigkeit.

Als Mittelwert der LTE - Elektronentemperatur erhält man hier $T_{e,LTE} = (4690 \pm 950)$ K.

Für HII - Regionen mit geringen Elektronendichten ($10 \lesssim N_e\cdot cm^{+3} \lesssim 1000$) und für Übergänge $60 \lesssim n \lesssim 150$ sind die Strahlungsübergänge häufiger als Stoßprozesse und es gibt Abweichungen der Niveau - Besetzungszahlen von denen unter LTE - Bedingungen. Diese Abweichungen führen zu einer neuen optischen Dicke in der Linie und somit zu einer falschen Elektronentemperatur. Die Korrektur wird beschrieben durch (Chaisson, 1976)

$$\frac{\Delta\nu_D\cdot T_1}{\nu_1^{2.1}\cdot T_c} = \left(\frac{\Delta\nu_D\cdot T_1}{\nu_1^{2.1}\cdot T_c}\right)_{LTE}\cdot\left[b_n\cdot\left(1 + \frac{\tau_c}{2}\cdot\frac{k\cdot T_e}{h\cdot\nu_1}\cdot\frac{d}{dn}(\ln b_n)\cdot\Delta n\right)\right]$$

daraus folgt für die Elektronentemperatur unter Non - LTE - Bedingungen

$$T_{e,NLTE} = T_{e,LTE}\cdot\left[b_n\cdot\left(1 + 0.5\cdot\tau_c\cdot\frac{k\cdot T_e}{h\cdot\nu_1}\cdot\frac{d}{dn}(\ln b_n)\cdot\Delta n\right)\right]^{-1/1.15}$$

wobei τ_c = optische Dicke im Kontinuum bei Frequenz ν_l

Δn = Niveau - Differenz des Übergangs, hier $\Delta n = 1$

b_n, $\frac{d}{dn}(\ln b_n)$ = Korrekturfaktoren, tabelliert bei Brocklehurst (1970)

Das in Kap. 6 bevorzugte Modell für die HII - Region liefert eine mittlere Elektronendichte von $N_e = 15.0\ cm^{-3}$. Damit und der Elektronentemperatur von $T_{e,LTE} = (4690 \pm 950)K$ ergeben sich diese Korrekturfaktoren nach den Tabellen von Brocklehurst (1970) zu

$$\langle b_n \rangle = 0.79 \pm 0.01 \ , \quad \left\langle \frac{d}{dn}(\ln b_n) \right\rangle = (5.2 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$$

Die optische Dicke des Kontinuums τ_c bei der Frequenz $\nu_l = 4.75$ GHz wurde aus demselben Modell ermittelt und beträgt $\tau_c = 1.01 \cdot 10^{-5}$. Eine Änderung von τ_c um einen Faktor 10 ist, verglichen mit dem Fehler von T_e, hier vernachlässigbar. Als Mittelwert für die NLTE - Elektronentemperatur erhält man $T_{e,NLTE} = (5790 \pm 1070)$ K.

2.3 Das Radiokontinuum des Rosettennebels

Kontinuumskarten des Rosettennebels wurden schon von Menon (1962), Hill (1967), Kaifu & Morimoto (1969), Felli & Churchwell (1972) und vor kurzem von Graham et al. (1982) bei den Wellenlängen 10 cm, 11.3 cm, 7.2 cm, 21.4 cm und 11.1 cm aufgenommen. Nur die letzte Beobachtung besitzt eine für den Vergleich mit den hier durchgeführten Hα - Messungen geeignete Auflösung von 5'. Die Veröffentlichung dieser Arbeit erfolgte jedoch für eine detaillierte Berücksichtigung in diesem Vergleich zu spät. Bei dem größten Teil der genannten Radiokarten reicht außerdem die erzielte Empfindlichkeit nicht aus. Für die Bestimmung der Verteilungen von Spektralindex und Staubabsorption wurden daher Messungen mit besserer Auflösung und höherer Genauigkeit durchgeführt.

2.3.1 Das Kontinuum bei 21.3 cm

Diese Beobachtungen wurden im August 1980 am 100 m - Teleskop des MPIfR durchgeführt. Die Mittenfrequenz des Empfängers P-1.4-P-A im Primärfokus war auf 1410 MHz abgeglichen. Die Bandbreite wurde wegen Radarstörungen bei Nachbarfrequenzen auf 10 MHz begrenzt. Im Total - Power - Mode wurde eine Fläche von $2^{\circ}.7 \times 2^{\circ}.7$ in Rektaszension und Deklination abgefahren. Die Fahrgeschwindigkeit während der Messung betrug 1° pro Minute bei einem Abstand von 4' zwischen den Scans. Für die Kalibration der Kontinuumsintensitäten wurden viermal Kreuz - Scans über die Eichquelle 3C147 gefahren, nachdem das Teleskop auf genaues Positionieren geprüft worden war. Die Standard - Reduktion der einzelnen Scans erfolgte wie in Kap. 2.2.2 beschrieben. Es wurden beide Kanäle des Empfängers ausgewertet, so daß also 4 Karten zur Verfügung standen. In jeder Karte wurden die einzelnen Scans von Störungen wie groben Durchbiegungen oder scharfen Radarimpulsen befreit. Dabei wurden Polynome an die Basislinien eines Scans angepaßt oder der betreffende Kartenpunkt wurde gelöscht und durch den Mittelwert der Nachbarpunkte ersetzt. Anschließend wurden alle vier Karten mit der Basket-Weaving-Methode gemittelt. In diesem Verfahren (Programm MWEAVE, Hitch-Hiker's Guide, MPIfR) werden die Intensitäten von in orthogonalen Richtungen gefahrenen Karten gleicher Ausdehnung und Punktanzahl an jedem Punkt miteinander verglichen. Durch systematische Veränderung der Basislinien in einem kleinen Intervall werden die Differenzen in den Intensitäten der beiden (oder mehreren) Karten minimiert, so daß

$$\sum_{i,k}^{N} \left(I_{i,k}^{(1)} - I_{i,k}^{(2)} \right)^2 \text{ minimal}$$

wird, wobei i und k die Zeilen- bzw. Spaltennummer eines Punktes sind. Die oberen Indices (1) und (2) stehen für die Nummer der Karte.
Die als Ergebnis erhaltene bereinigte mittlere Karte wurde

durch die Eichmessungen der Punktquelle 3C147 kalibriert, deren Fluß bei 1410 MHz S = (22.4 ± 2.3) Jy beträgt (Kühr et al., 1979). Die Halbwertsbreite der Antennenkeule ergab sich daraus zu 9!24 ± 0!02 und der Konversionsfaktor T_b/S = (2.001 ± 0.016) K/Jy für die Hauptkeule. Das rms - Rauschen des Mittels der gemessenen Karten liegt bei σT_b = 0.096 K. Das Nullniveau wurde wie in der Hα - Karte festgelegt (0 K = 3·rms über Minimalwert der Karte). Der Maximalwert der Intensität in der Karte beträgt $T_{b,max}$ = 11.3 K (Abb. 10). Die Karte enthält die nichtthermische Punktquelle G207.1-01.3 bei $\alpha_{1950} = 6^h33^m26^s.8$, $\delta_{1950} = 4^o34'35''$ mit dem Spektralindex α = -0.85, $S \sim \nu^{\alpha}$ (Graham et al., 1982). Der Intensitätsverlauf des Radiokontinuums weist eine deutliche ringförmige Struktur auf, die zentrale Minimalintensität liegt im Symmetriezentrum, so daß eine Ring - Integration sinnvoll erscheint. Sie ist in Abb. 11 und Tab. 6 angegeben.

2.3.2 Das Kontinuum bei 6.3 cm

Zwei Karten der Kontinuumsstrahlung des Rosettennebels bei 4750 MHz wurden mit dem 100 m - Teleskop am 27. und 28.6.1981 aufgenommen. Die Bandbreite des 4 - Kanal - Doppelhorn - Empfängers P-4.8-S im Sekundärfokus von 500 MHz konnte voll ausgenutzt werden. Wegen der erforderlichen Größe des auszumessenden Feldes mußte auf das differentielle Doppelhorn - Meßverfahren verzichtet werden, das Rauschen in der Karte wäre sonst zu sehr angestiegen (Emerson et al., 1979). Vorläufige Messungen hatten außerdem gezeigt, daß in dem interessierenden Gebiet keine signifikanten, von Null verschiedenen Polarisationen vorlagen. Daher wurde nur der Kanal 2 mit dem Stokes - Parameter I (Gesamtintensität S_o) ausgewertet. Ein Gebiet von 3^o x 3^o wurde mit einer Geschwindigkeit von 1^o/Minute und einem Scan - Abstand von 1' in Rektaszension und Deklination abgefahren. Insgesamt 18 Karten der Eichquellen

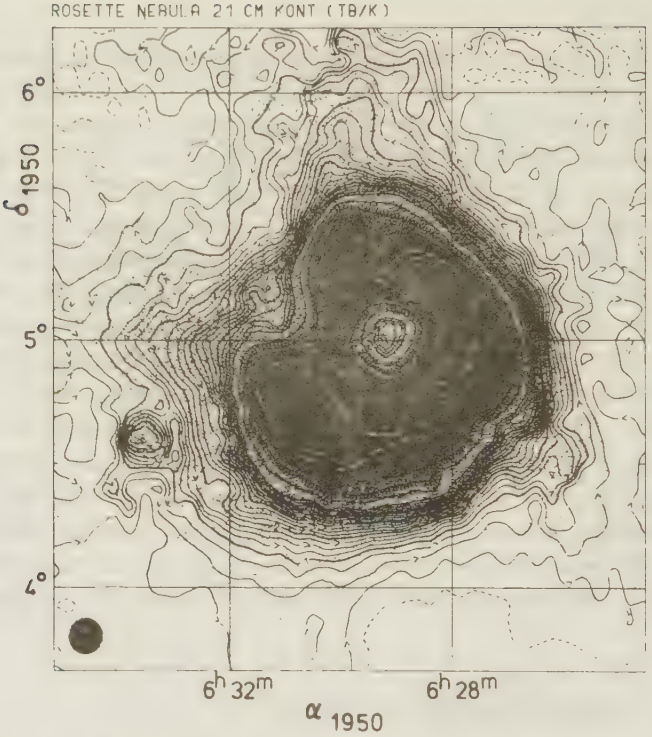


Abb. 10 : Isophoten- und Graustufenbild der Strahlungstemperatur des Rosettennebels im Kontinuum bei 1410 MHz (21.3cm), Auflösung 9!24, gestrichelte Isophote bei 0 K, numerierte (dicke) Isophoten in 1 K Abstand, dünne Isophoten in 0.25 K Abstand nur bis 5 K - Niveau gezeichnet, Tick-Marken bei 7 K.

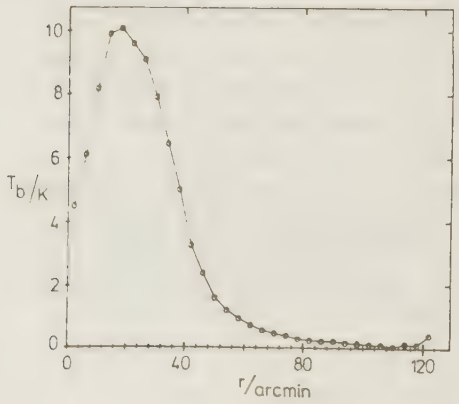


Abb. 11

Mittlerer radialer Verlauf der Strahlungstemperatur im Kontinuum des Rosettennebels bei 1410 MHz integriert in Ringen der Breite 4' um das Zentrum des Nebels (siehe Tab. 12)

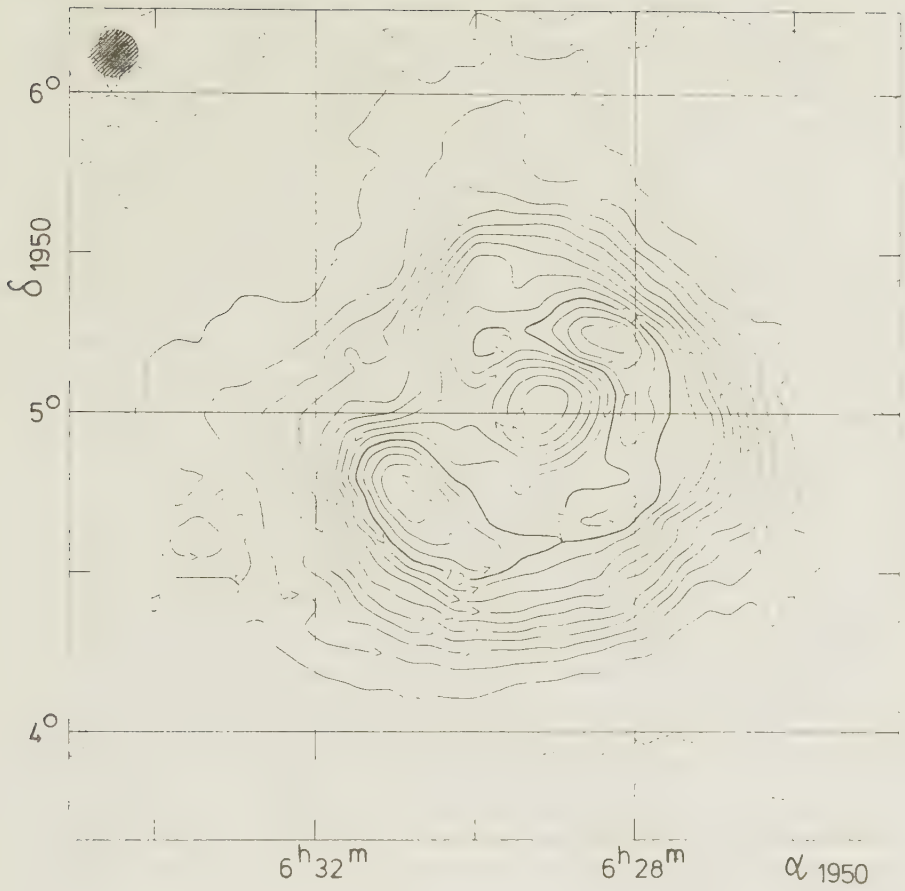


Abb. 10 a

Isophotenbild der Strahlungstemperatur des Rosettennebels im Kontinuum bei 1410 MHz (21.3 cm), Auflösung 9!24, gestrichelte Isophote bei T_b=0 K, Abstand der Isophoten ist 1 K, Isophote 10 bei 10 K

3C48, 3C138, 3C147 und 3C249.1 mit einer Ausdehnung von 20' x 20' wurden für die Kalibration zusätzlich gemessen. Abb. 12 zeigt als Beispiel die Karte der Eichquelle 3C48. Die Reduktion der Scan - Daten erfolgte wie bei den 21.3 cm - Kontinuumskarten (Kap. 2.3.1). Zusätzlich mußten die beiden mit 32400 Datenpunkten sehr großen Karten des Rosettennebels bei 6.3 cm in 4 Quadranten zerlegt werden, um die Standard - Programme für die Kartierung anwenden zu können. Auf einen großen Überlappungsbereich von 20 % der Einzelkarten wurde besonderer Wert gelegt, um Randeffekte auszuschließen. Die Flüsse der Eichquellen bei 4.75 GHz sind (Kühr et al., 1979)

$$S(3C48) = (5.61 \pm 0.38) \text{ Jy}$$

$$S(3C138) = (4.20 \pm 0.19) \text{ Jy}$$

$$S(3C147) = (8.61 \pm 0.55) \text{ Jy}$$

$$S(3C249.1) = (0.832 \pm 0.035) \text{ Jy}$$

Die Halbwertsbreite der Keule ist $2'.430 \pm 0'.006$, das Verhältnis $T_b/S = (2.549 \pm 0.011)$ K/Jy. Das rms - Rauschen des Mittels der gemessenen Karten liegt bei $\sigma T_b = 0.035$ K. Das Nullniveau ist wie bei der 21.3 cm - Karte auf 3·rms über dem Minimalwert in der Karte festgelegt (Abb. 13).

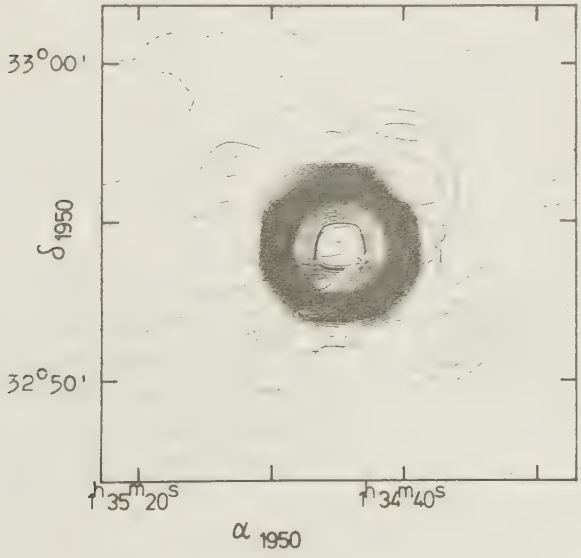


Abb. 12

Isophotenbild der Eichquelle 3C48 bei 4750 MHz, Nullinie ist die gestrichelte Isophote, Abstand der Isophoten in willkürlichen Einheiten, im Zentralbereich der Quelle haben die Isophoten den 10-fachen Abstand wie im unteren Bereich der Intensität, Auflösung 2'.43

In Abb. 14 ist der mittlere radiale Verlauf der Intensität des 6.3 cm - Kontinuums nach Ringintegrationen um dasselbe Zentrum wie bei 21.3 cm Wellenlänge dargestellt (Tab. 7).

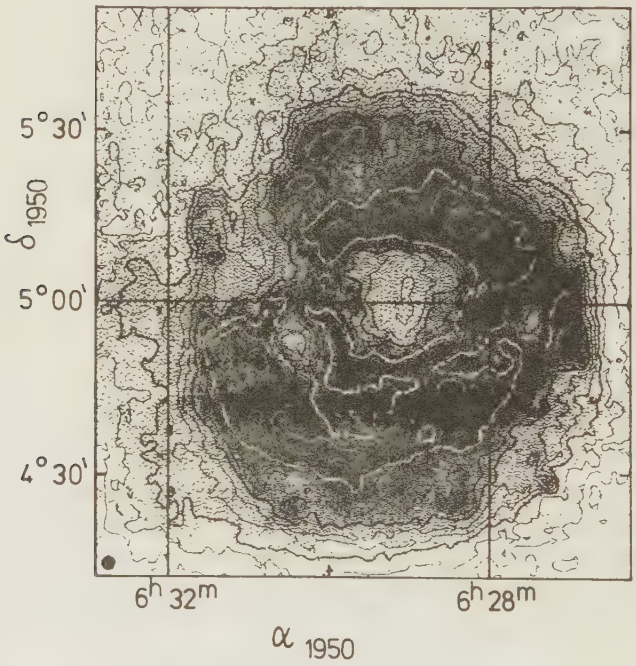


Abb. 13

Isophoten- und Graustufenbild der Strahlungstemperatur des Rosettennebels bei 4750 MHz, zentraler Ausschnitt aus der Gesamtkarte, gestrichelte Isophote bei 0 K, Abstand der dikken Isophoten 0.3 K, Abstand der dünnen Isophoten 0.1 K , Auflösung 2!43

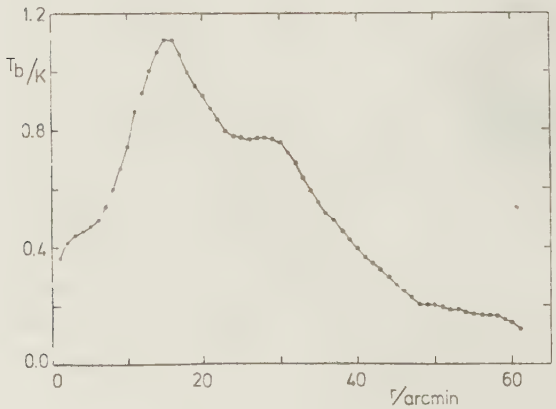


Abb. 14

Mittlerer radialer Verlauf der Strahlungstemperatur im Kontinuum des Rosettennebels bei 4750 MHz integriert in Ringen der Breite 1' um das Zentrum des Nebels (Tab.12)

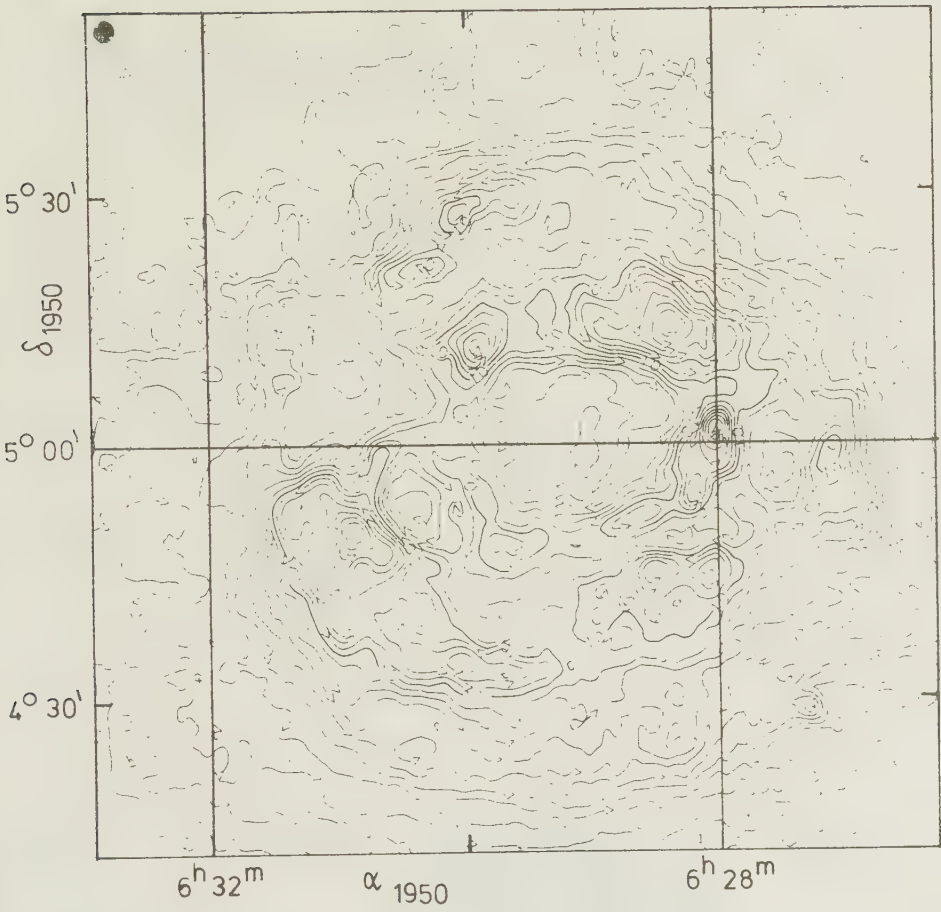


Abb. 13 a

Isophotenbild der Strahlungstemperatur des Rosettennebels bei 4750 MHz (6.3 cm), Auflösung 2:43, zentraler Ausschnitt (1°.65 x 1°.65) aus der Gesamtkarte (3° x 3°), gestrichelte Isophote bei T_b=0 K, Abstand der Isophoten 0.1 K, Isophote 10 bei T_b=1 K

3 Der Radio - Spektralindex

Die Verteilung des Spektralindex α im Radiobereich ($S \sim \nu^{\alpha}$) über den Rosettennebel erhält man durch den Vergleich der Fluß - Verteilungen bei 1410 und 4750 MHz (Abb. 15). Der Index

$$\alpha = \frac{\lg(S_{4750}/S_{1410})}{\lg(4750/1410)}$$

wurde für alle Punkte bestimmt, an denen in beiden Karten die Intensität größer als 2·rms ist. Die 4750 MHz - Karte wurde zuvor auf eine Auflösung von 9!24 geglättet und ihr Raster dem der 21.3 cm - Karte angeglichen (Hitch-Hiker's Guide to NOD2, MPIfR). Das Nullniveau der 21.3 cm - und 6.3 cm - Karten unterscheidet sich nur um ΔT_b = 0.02 K, das sind 20 % des rms - Rauschens in der 21.3 cm - und 70 % des Rauschens in der 6.3 cm - Karte. Eine Überprüfung zeigte, daß der Spektralindex weitgehend unabhängig von der Intensitätsverteilung in den Kontinuumskarten ist (Abb. 16). Er beträgt im Mittel $\alpha = -0.02 \pm 0.10$, was

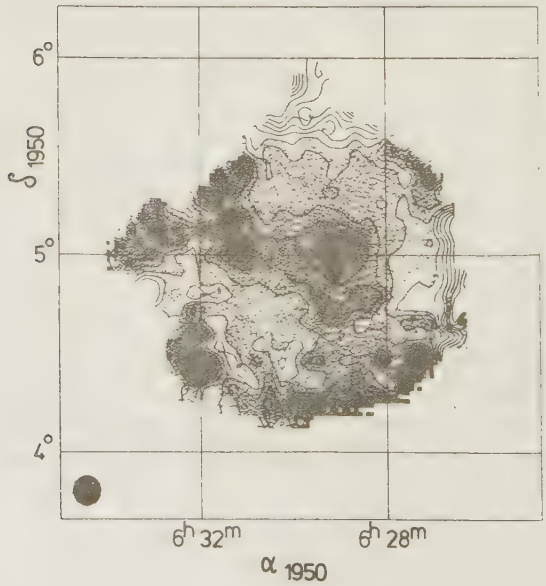


Abb. 15

Kontour- und Graustufenbild der Spektralindex-Verteilung über den Rosettennebel, Auflösung 9!24, zentrale Kontourlinie bei +0.2, Tick-Marken an Linie bei +0.1, Niveau-Abstand -0.05, Randzonen sind verrauscht

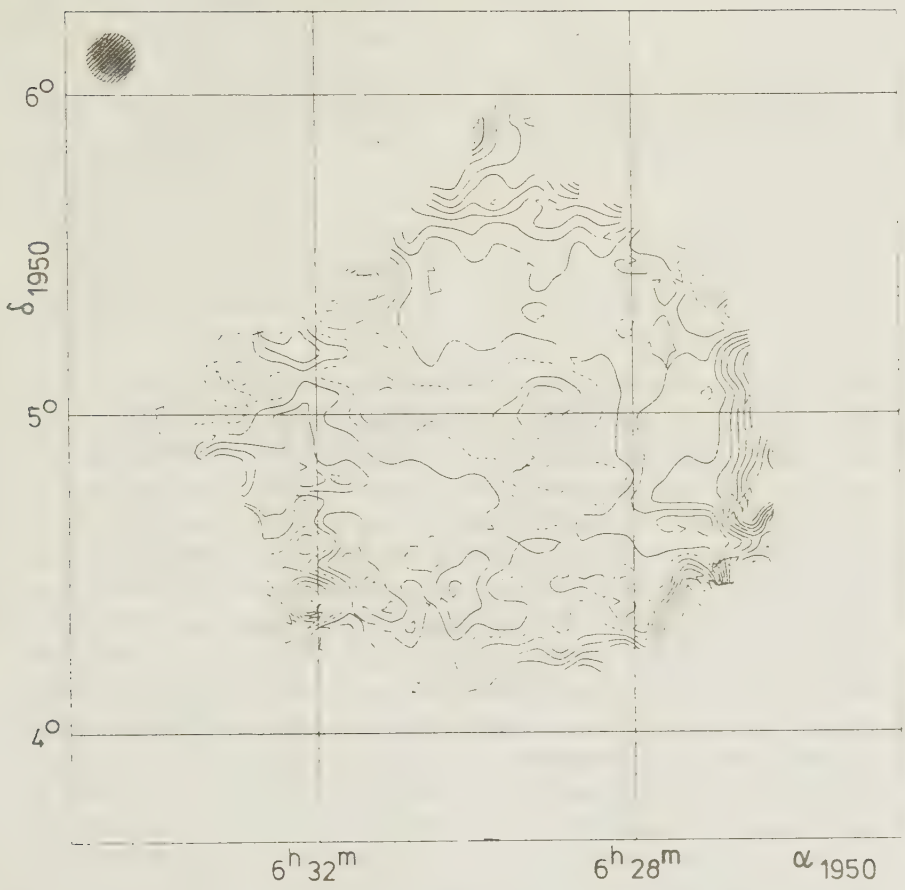


Abb. 15 a

Kontour-Karte der Spektralindex-Verteilung über den Rosettennebel, Spektralindex α ($S \sim \nu^{\alpha}$) zwischen 1410 und 4750 MHz, Auflösung 9!24, zentrale Kontourlinie bei α=+0.2, gestrichelte Kontour bei α=+0.1, Abstand der Kontourlinien -0.05, Randzonen sind verrauscht

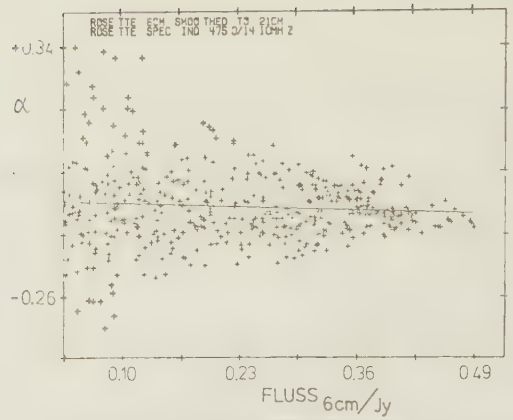


Abb. 16

Der Spektralindex des Rosettennebels zwischen 1410 und 4750 MHz für alle Punkte, bei denen der Fluß größer als 2·RMS ist, aufgetragen gegen den Fluß in der auf 9'24 geglätteten 6.3cm-Karte. Eine Ausgleichsgerade wurde angepaßt. Die Abhängigkeit des Index vom Fluß ist gegenüber der Streuung im Mittel vernachlässigbar.

für optisch dünne thermische Emission ($\alpha=-0.1$) zu erwarten ist und stimmt im Rahmen der Fehler mit dem Ergebnis von Graham et al. (1982) überein ($\alpha=-0.12\pm0.05$). Während am Rand der Darstellung die Spektralindexkarte verrauscht ist, erkennt man im Zentrum des Nebels einen leichten Anstieg von α um 0.21, der auch bei Graham et al. angedeutet ist. Dieser Anstieg wird durch viele zusammenhängende Punkte belegt, der Effekt ist daher signifikanter als es dem bloßen Differenzbetrag (2σ) entspricht. Nullpunktsfehler und Ungenauigkeiten der Eichfaktoren betreffen die Karte als Ganzes und können kaum einen solchen Effekt hervorrufen. Rechnungen zeigten, daß eine Störung durch unterschiedliche Nebenkeulen der Richtcharakteristiken bei 6.3 und 21.3 cm viel zu gering ist, um den Anstieg als Artefakt der Messungen deuten zu können. Unwahrscheinlich sind auch Wettereinflüsse, da Graham et al. den gleichen Effekt finden. Es verbleibt die Möglichkeit, daß der über die Karte als höchstens linear variierende angenommene und so subtrahierte galaktische Hintergrund an der kritischen Stelle ein lokales Maximum bei höheren Frequenzen (oder ein Minimum bei niedrigen Frequenzen) aufweist. Dies würde allerdings einen sehr ungewöhnlichen Verlauf für den Frequenzgang des Spektralindex für den galaktischen Hintergrund bedingen oder extrem hohe optische Dicken erfordern. Abb. 17 zeigt die Ringintegration des Spektralindex um das in Tabelle 12 angegebene Zentrum des Nebels, das mit dem Zentrum des soeben diskutierten Effektes zusammenfällt. Die Fehlergrenzen geben die Maximalfehler der Werte einschließlich der Eichfehler an. Im Abstand von 25' vom Zentrum wird der konstante Wert von $\alpha(r>25')=-0.03\pm0.06$ erreicht.

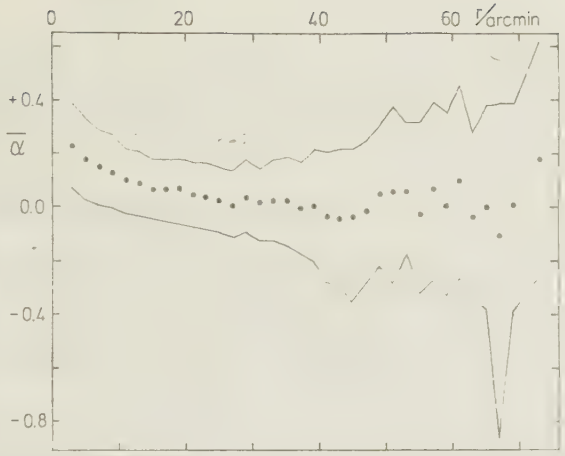


Abb. 17

Mittlerer radialer Verlauf des Spektralindex um das in Tabelle 12 angegebene Zentrum des Rosettennebels. Die Fehlergrenzen geben die Streuung der Werte in den 2' breiten Ringen zusammen mit den Fehlern der Eichfaktoren wieder.

4 Die Verteilung des interstellaren Staubes

Aus dem Vergleich der Intensität des Radiokontinuums eines HII-Gebietes und seiner Hα-Linienintensität läßt sich die interstellare Absorption bei Hα ermitteln, da die Intensitäten der Radiostrahlung und der Hα-Linie von denselben Nebelparametern abhängen (Elektronentemperatur, -dichte, Weglänge im Nebel), die Radiostrahlung jedoch im Gegensatz zur Hα-Intensität durch interstellaren Staub nicht beeinflußt wird. Daß diese Methode durchführbar ist, zeigten u.a. schon Dickel et al.(1969), Schmitter (1971), Wendker et al.(1975) und Goudis (1976) an Hand verschiedener HII-Regionen. Wendker et al. konnten die Elektronentemperatur, die zur Bestimmung des Hα-Flußes aus der Radiokontinuumsintensität benötigt wird, nicht unabhängig von der Absorption bestimmen, so daß die Abschätzung der optischen Dicke bei Hα problematisch war. Die anderen Autoren gingen bei ihren Rechnungen von plausiblen Temperaturen aus. In der vorliegenden Arbeit wurde die Elektronentemperatur unabhängig aus Radio-Rekombinationslinien bestimmt (Kap.2.2.3). Alle genannten Autoren außer Goudis (1976) nehmen das Intensitätsverhältnis zwischen der Hα- und den benachbarten [NII]-Linien bei 6548 und 6584 Å als konstant über das beobachtete Feld an, da nur Messungen der Summe der Intensitäten der drei Linien vorlagen. Goudis zeigte an Hand von Messungen am Nebel IC1318, daß das Intensitätsverhältnis dieser Linien über ein HII-Gebiet nicht konstant ist. Bei der hier vorliegenden Verteilung des Hα-Flußes (Abb.6) wurde ein Beitrag der störenden Linien schon während der Messungen ausgeschlossen. Die einzige Karte einer Verteilung der optischen Dicke bei Hα über den Rosettennebel von Schmitter besitzt nur eine

Auflösung von 16' und wurde aus einer photographischen Aufnahme des Nebels im Licht der Hα- und [NII]-Linien bestimmt. Ziel ist nun eine Verteilung der Absorption bei Hα ($A_{H\alpha}$) über den Rosettennebel mit einer Auflösung von 4!75 und 9!24.

4.1 Die optische Dicke des Staubes bei Hα

Die von jedem Punkt im HII-Gebiet abgestrahlte Intensität in der Hα-Linie I_o wird durch interstellaren Staub in und vor dem Nebel sowie auf der Streckevom Nebel zur Erde geschwächt gemäß

$$I(\alpha,\delta) = I_o(\alpha,\delta) \cdot e^{-\tau(\alpha,\delta)}$$

Dabei ist $\tau(\alpha\delta)$ die optische Dicke des Staubes bei Hα und $I(\alpha,\delta)$ die beobachtete Intensitätsverteilung in der Karte. Die zu erwartende Intensität bei Abwesenheit von absorbierender Materie $I_o(\alpha,\delta)$ läßt sich aus der Intensität des Radiokontinuums bei der Frequenz ν berechnen

$$I_\nu = \int_0^s \varepsilon_\nu \cdot ds$$

wobei s die Weglänge der Sichtlinie im HII-Gebiet ist und ε_ν der frei-frei-Emissionskoeffizient bei der Frequenz ν. Mit $T_e = (5790 \pm 1070)$ K und ν = 1410 bzw. 4750 MHz erhält man nach Oster (1961)

$$\frac{I_{1410}}{W\cdot cm^{-2}} = (9.06 \pm 0.55)\cdot 10^{-47} \cdot \int_0^s \left(\frac{N_e}{cm^{-3}}\right)\cdot\left(\frac{N_i}{cm^{-3}}\right)\cdot d\left(\frac{s}{cm}\right)$$

$$\frac{I_{4750}}{W\cdot cm^{-2}} = (8.10 \pm 0.54)\cdot 10^{-47} \cdot \int_0^s \left(\frac{N_e}{cm^{-3}}\right)\cdot\left(\frac{N_i}{cm^{-3}}\right)\cdot d\left(\frac{s}{cm}\right)$$

mit der Elektronendichte N_e und der Ionendichte N_i. Nach Burgess (1958) und Pengelly (1964) läßt sich bei geringen Elektronendichten, und diese Bedingung ist hier erfüllt (Modelle in Kap.6), die absolute Intensität der Hβ-Linie und daraus die der Hα-Linie berechnen, wenn die Elektronentemperatur bekannt ist. Mit T_e=(5790±1070) K erhält man

$$\frac{I_{H\alpha}}{W\cdot cm^{-2}} = (5.91 \pm 0.88)\cdot 10^{-32} \cdot \int_0^s \left(\frac{N_e}{cm^{-3}}\right)^2 \cdot d\left(\frac{s}{cm}\right)$$

Die aus der gemessenen Kontinuumsstrahlung bei 1410 bzw. 4750 MHz zu erwartende Hα-Intensität ist dann, mit $N_i = N_e \approx$ konst. und s(Hα) = s(1410 MHz) = s(4750 MHz)

$$I_{H\alpha,1410,erw.} = (6.5 \pm 0.9)\cdot 10^{14} \cdot I_{1410,gem.}$$

$$I_{H\alpha,4750,erw.} = (7.3 \pm 1.2)\cdot 10^{14} \cdot I_{4750,gem.}$$

Die Verteilung der optischen Dicke τ bei Hα über den Rosettennebel ergibt sich aus

$$\tau_{H\alpha}(\alpha,\delta) = \ln \frac{I_{H\alpha,erw.}(\alpha,\delta)}{I_{H\alpha,gem.}(\alpha,\delta)}$$

zu

$$\tau_{H\alpha,1410}(\alpha,\delta) = (30.5 \pm 0.1) + \ln \frac{I_{1410,gem.}(\alpha,\delta)}{I_{H\alpha,gem.}(\alpha,\delta)}$$

$$\tau_{H\alpha,4750}(\alpha,\delta) = (33.3 \pm 0.3) + \ln \frac{I_{4750,gem.}(\alpha,\delta)}{I_{H\alpha,gem.}(\alpha,\delta)}$$

Für den Vergleich mit der Hα - Karte wurde die 6.3 cm - Karte auf eine Auflösung von 4!75 geglättet, auf ein Raster von 2' x 2' gebracht und ihre Ausdehnung auf die der Hα - Karte begrenzt. Für den Vergleich mit der 21.3 cm - Karte wurde die Hα - Karte auf eine Auflösung von 9!24 geglättet, auf ein Raster von 4' x 4' gebracht und die Ausdehnung der 21.3 cm - Karte wurde auf die der Hα - Karte begrenzt. Die optische Dicke wurde für alle Punkte berechnet, bei denen die Intensitäten in beiden Karten größer als 2.5·rms sind.

4.2 Die interstellare Absorption bei Hα

Die Absorption bei Hα in Größenklassen ist

$$\Delta m(\alpha,\delta) = 2.5 \cdot \lg e \cdot \tau(\alpha,\delta)$$

Zur Diskussion der lokalen Staubverteilung ist es zunächst notwendig, den Anteil der Absorption zu subtrahieren, der auf der Wegstrecke vom Nebel zur Erde entsteht. Dieser Betrag kann bestimmt werden, wenn die Verfärbung E_{B-V} von Sternen im Sternhaufen NGC 2244 im Rosettennebel gemessen wird und wenn die Form des interstellaren Extinktionsgesetzes $A(1/\lambda)$ als bekannt vorausgesetzt werden kann (Schmidt-Kaler, 1982).

Die Absorption bei Hα ist dann

$$A_{H\alpha} = f \cdot A_V = f \cdot R \cdot E_{B-V} = R' \cdot E_{B-V}$$

Ogura & Ishida (1981) erhielten aus UBV - Photometrien des Sternhaufens für den Wert E_{B-V} = 0.47 mag und als Entfernung des Sternhaufens 1.42 kpc, die mit der kinematischen Entfernung des Rosettennebels übereinstimmt. Der Mittelwert von E_{B-V} = 0.47 mag kann verwendet werden, weil der weitaus größte Teil der 170 gemessenen Mitgliedsterne in einem Gebiet nahezu konstanter interstellarer Absorption steht, in einem Umkreis mit 20' Radius um das Zentrum des Nebels (Abb. 18, 19). Die interstellare Absorption bei Hα ergibt sich zu $A_{H\alpha,int.}$ = (1.21 ± 0.04) mag, wobei R' = (2.57 ± 0.09). Unter der Voraussetzung, daß dieser Wert über die Fläche des Nebels konstant ist, wird die lokale Absorption bei Hα

$$A_{H\alpha,lok.}(\alpha,\delta) = 2.5 \cdot \lg e \cdot \tau(\alpha,\delta) - A_{H\alpha,int.}$$

In Abb. 18 ist die Verteilung der lokalen Absorption bei Hα über den Rosettennebel dargestellt. Die mittlere

Abb. 18 a

Verteilung der lokalen Absorption bei Hα $A_{H\alpha,lok,21}$ über den Rosettennebel aus dem Vergleich von Hα- und 21.3cm-Kontinuumsintensität, Auflösung 9!24, Kontourlinie 17 bei Niveau $0^m.3$, Kontour-Abstand $0^m.2$

Absorption im beobachteten Feld liegt bei $A_{H\alpha,lok.} = 0^m.9 \pm 0^m.5$. Abb. 19 zeigt den mittleren Verlauf der lokalen Absorption vom Punkt $\alpha_{1950} = 6^h28^m32^s.4$, $\delta_{1950} = 5^\circ00'27''$ radial nach außen. Dieser Punkt liegt nahe des Symmetriezentrums des Absorptionsminimums. Innerhalb eines Radius von 20' ist der Betrag der Absorption nahezu konstant mit $0^m.3 \pm 0^m.1$, um im Süden für $r > 35'$ einen konstanten Wert von $1^m.3$ anzunehmen (Abb. 19). Dort befinden sich dichte Staubwolken, wo die Absorption in einzelnen Verdichtungen bis auf $3^m.3 \pm 0^m.1$ ansteigt (Abb. 18). Nach Nordwesten hin bleibt der Betrag von $0^m.3$ bis zur Empfindlichkeitsgrenze im Mittel konstant.

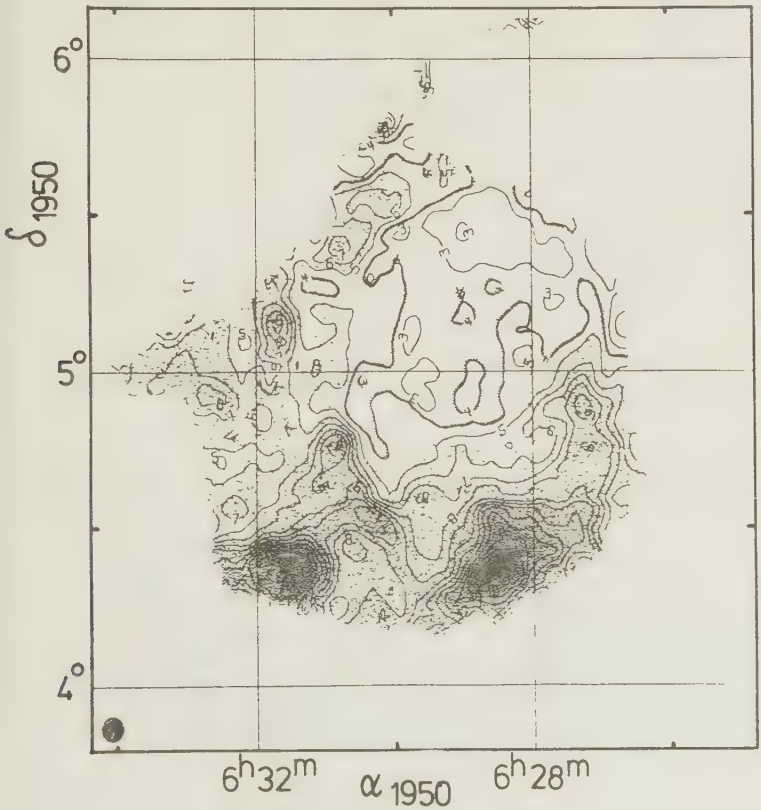


Abb. 18 b

Verteilung der lokalen Absorption bei Hα $A_{H\alpha,lok,6}$ über den Rosettennebel aus dem Vergleich von Hα und 6.3cm-Kontinuumsintensität Auflösung 4'.75, Kontourlinie 3 bei $0^m.27$ Kontour-Abstand $0^m.2$

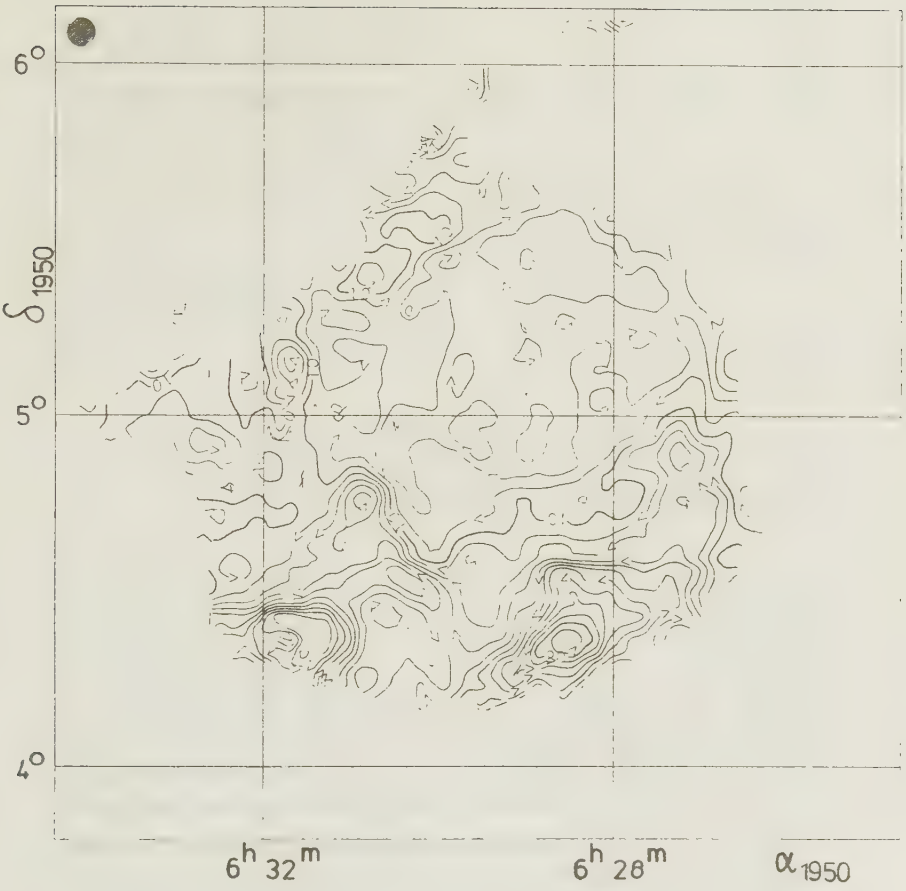


Abb. 18 c

Kontourlinienbild der Verteilung der lokalen Absorption bei Hα über den Rosettennebel, gewonnen aus dem Vergleich der Hα-Linienintensität und der Flußdichte im Kontinuum bei 4750 MHz, Auflösung 4!75, die Karte geht bis zum Limit S>2·RMS, Kontourlinie 10 bei $A_{H\alpha}$=0^m.87, Kontourabstand 0^m.2

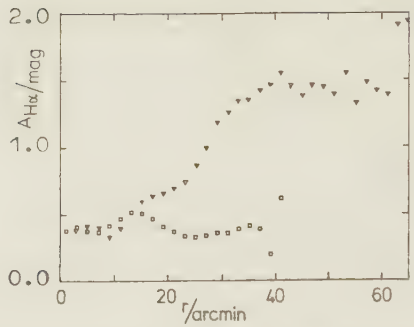


Abb. 19

Mittlerer radialer Verlauf der lokalen Absorption bei Hα um ($\alpha_{1950}=6^h28^m32^s.4$, $\delta_{1950}=5^\circ00'27''$) in der Verteilung von $A_{H\alpha,6cm}$ (Abb.18b).
▽: Ringintegrationen im Bereich südlich des Punktes
□: Ringintegrationen im Nordwest-Quadranten

4.3 Fehlerquellen bei der Bestimmung der lokalen Absorption bei Hα

Befindet sich der lokale interstellare Staub im Raum um das HII - Gebiet herum, dieser Fall wird in Kap. 7 bevorzugt, so ist die optische Dicke bei Hα korrekt bestimmt. Sind Staub und HII - Gas miteinander vermischt, so wurde die optische Dicke überschätzt. Der geringe Anteil der Kontinuumsstrahlung bei Hα (Kap. 2.1.3) verursacht am Intensitätsmaximum von Hα eine Verringerung der optischen Dicke um 0.002, was gegenüber dem Fehler von $\tau_{H\alpha}$ vernachlässigbar ist. Der mittlere Fehler eines Einzelwertes beträgt 0.3. Trifft die Möglichkeit einer ausgedehnten Hintergrundsquelle bei 6.3 cm zu (Kap.3), so führt dies zu einer Überschätzung der optischen Dicke im Zentrum des Nebels bei der aus dem Vergleich mit der 4750 MHz - Karte gewonnenen Verteilung der optischen Dicke (Abb. 18b). In jedem Falle stellen die hier ermittelten Werte von $\tau_{H\alpha}$ und somit von $A_{H\alpha,lok.}$ zumindest obere Grenzen dar.

5 Zusammenfassung bisher erhaltener Ergebnisse

Rosettennebel (NGC 2237-46)

die Koordinaten der Mitte des zentralen Minimums sind $\alpha_{1950} = 6^h29^m01\overset{s}{.}7$, $\delta_{1950} = 5^\circ00'53"$,

der maximale Durchmesser des Nebels beträgt $2^\circ20' \pm 5'$,

der mittlere Durchmesser bei $I = 0.5 \cdot I_{max}$ beträgt $1^\circ08' \pm 1'$,

der mittlere Durchmesser des zentralen Intensitätsminimums bei $I = 0.5 \cdot (I_{max} + I_{min})$ ist $20' \pm 1'$,

der mittlere Spektralindex α zwischen 1410 und 4750 MHz ($S \sim \nu^\alpha$) ist $\bar{\alpha} = -0.02 \pm 0.10$, d.h. thermische Emission,

die mittlere Geschwindigkeit des ionisierten Gases relativ zum „Local-Standard-of-Rest" beträgt $v_{LSR} = (16.9 \pm 1.3)$km/s,

aus dem Radialgeschwindigkeitsfeld in der Sonnenumgebung

$$v_{LSR} = D \cdot A \cdot \sin(2 \cdot l) \cdot \cos^2 b$$

läßt sich die Entfernung zum Rosettennebel abschätzen.

Mit der Oort - Konstante $A = 15$ km$\cdot$s$^{-1}\cdot$kpc^{-1} (Lang, 1980)
der gal. Länge $l = 206\overset{\circ}{.}26$
der gal. Breite $b = -2\overset{\circ}{.}11$
ist die kinematische Entfernung $D = (1.42 \pm 0.11)$ kpc.
Dieser Wert stimmt mit dem von Ogura & Ishida (1981) für den Sternhaufen NGC 2244 ermittelten überein.

Die relative Heliumhäufigkeit im Rosettennebel beträgt $N_{He^+}/N_{H^+} = 0.116 \pm 0.032$,

die NLTE - Elektronentemperatur $T_e = (5790 \pm 1070)$ K,

die mittlere lokale Absorption bei Hα ist

$A_{H\alpha,lok.} = 0\overset{m}{.}9 \pm 0\overset{m}{.}5$.

6 Ein Modell des Rosettennebels

Die grundlegende Annahme ist das Vorliegen von Rotationssymmetrie um den Sehstrahl, so daß die radialen Verteilungen der Strahlungstemperatur $T_b(r)$ verwendet werden können (Abb. 11, 14). Der Winkelabstand der Meßpunkte vom Zentrum des Nebels r wird mit der Entfernung von 1.42 kpc in einen linearen Abstand umgerechnet. Eine Bogenminute entspricht dann 0.413 pc.

Eine wichtige Rolle bei der Ermittlung der radialen Verteilung der Elektronendichte $N_e(r)$ spielt die Elektronentemperatur T_e. Aus den Literaturwerten für T_e nach Rekombinationslinienmessungen von Pedlar & Davies (1972), Pedlar & Matthews (1973), Gordon et al. (1974), Viner et al. (1979) und den hier ausgewerteten Messungen läßt sich keine Variation in der Temperatur mit dem Abstand vom Zentrum erkennen (Abb. 20). Der Mittelwert aller berechneten Elektronentemperaturen beträgt (6100 $\pm$ 1800) K. Die Streuung der Ergebnisse ist somit größer als die in Kap. 2.2.3 ermittelte Differenz zwischen LTE- und NLTE - Temperatur. Bei den folgenden Modellrechnungen wird davon ausgegengen, daß die hier bestimmte Elektronentemperatur von T_e = (5790 $\pm$ 1070) K über den Bereich des HII - Gebietes konstant ist.

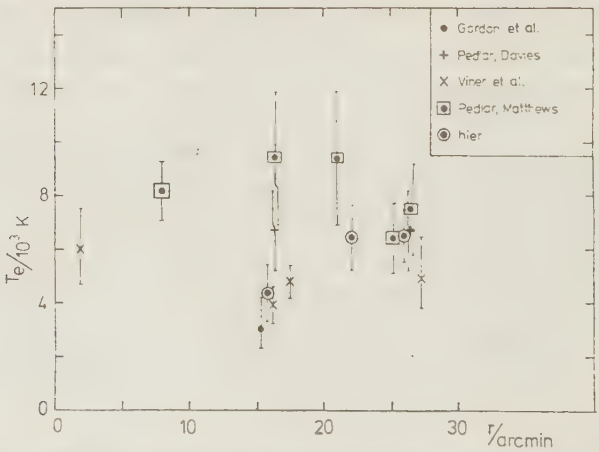


Abb. 19 : Von verschiedenen Autoren ermittelte Elektronentemperaturen aus Rekombinationslinienmessungen am Rosettennebel aufgetragen gegen den Abstand vom Zentrum des Nebels

Die beobachtete Strahlungstemperatur $T_{b,\nu}$ im Kontinuum bei der Frequenz ν im Radiobereich ist

$$T_{b,\nu} = T \cdot (1 - e^{-\tau_\nu})$$

wobei $T = T_e$ angenommen wird und τ_ν die beobachtete optische Dicke im Kontinuum bei der Frequenz ν ist. Die optische Dicke ist der über den Sehstrahl integrierte effektive frei-frei - Absorptionskoeffizient, der sich aus dem Kirchhoffschen Gesetz bestimmt. Altenhoff et al. (1960) geben eine Näherung für τ_ν an

$$\tau_\nu = 8.235 \cdot 10^{-2} \cdot T_e^{-1.35} \cdot (\nu/\mathrm{GHz})^{-2.1} \cdot \left(E/(\mathrm{pc} \cdot \mathrm{cm}^{-6})\right)$$

wobei das Emissionsmaß E das Integral des Produktes von Ionen- und Elektronendichte über den Sehstrahl ist.

$$E = \int_0^s N_i \cdot N_e \cdot ds$$

Zur Vereinfachung setzt man $N_i = N_e$. Die beobachtete Strahlungstemperatur wird dann

$$T_b(r) = T_e \cdot \left(1 - \exp\left(-0.08235 \cdot T_e^{-1.35} \cdot (\nu/\mathrm{GHz})^{-2.1} \cdot \int_0^s N_e^2 \cdot ds\right)\right)$$

Für kleine optische Dicken ($\tau_\nu \ll 1$) läßt sich die Exponentialfunktion approximieren ($e^{-\tau} = 1 - \tau$) und man erhält

$$T_b(r) = 0.08235 \cdot T_e^{-0.35} \cdot (\nu/\mathrm{GHz})^{-2.1} \cdot N_e^2 \cdot s$$

wobei s die Länge des Sehstrahls im Nebel ist und die Elektronendichte N_e als konstant über diese Linie angenommen wird. N_e hängt also neben den Beobachtungsgrößen T_e, T_b und ν nur noch von der beitragenden Weglänge s ab, die vom Modell bestimmt wird.

6.1 Ein einfaches Kugelschalen - Modell

Abb. 21 zeigt einen Schnitt durch den Nebel parallel zur Sichtlinie. Der Radius der zentralen Höhlung mit $N_e=0$ (Annahme) ist r_i, der Außenradius r_a. Die Dichte in der Kugelschale möge räumlich konstant sein. Mit der Frequenz ν = 4.75 GHz, der Weglänge im Nebel

$$s = 2 \cdot (r_a^2 - r^2)^{0.5} \qquad , \; r_i \leq r \leq r_a$$

$$s = 2 \cdot ((r_a^2 - r^2)^{0.5} - (r_i^2 - r^2)^{0.5}), \; r \leq r_i$$

und den plausiblen Werten für

$$r_i = 6.4 \text{ pc}$$

$$r_a = 16.7 \text{ pc}$$

$$T_b(r_i) = T_{b,max} = 1.110 \text{ K}$$

$$T_b(0) = 0.362 \text{ K}$$

aus Abb. 14 folgt für die Weglänge und Elektronendichte

$$s(r_i) = s_{max} = 30.8 \text{ pc}$$

$$s(r_a) = 0$$

$$s(0) = 2 \cdot (r_a - r_i) = 20.6 \text{ pc}$$

$$N_e(r_i) = (12.1433 \cdot T_b(r_i) \cdot T_e^{0.35} \cdot (\nu/\text{GHz})^{2.1} \cdot (s(r_i)/\text{pc})^{-1})^{0.5}$$

$$= 15.5 \text{ cm}^{-3}$$

$$N_e(0) = 10.8 \text{ cm}^{-3}$$

Mit N_e=15.5 cm^{-3} würde aber $T_b(r=0)$=0.745 K, was doppelt so hoch liegt wie der Meßwert. Eine Dichte von N_e=10.8 cm^{-3} dagegen kann die Intensitäten für $r>0$ nicht angleichen. Abb. 21 zeigt den radialen Intensitätsverlauf für N_e=15.5 cm^{-3} (1) und 10.8 cm^{-3} (2). Ein einfaches Kugelschalen - Modell mit N_e=konst. kann die beobachtete Intensitätsverteilung $T_b(r)$ nicht reproduzieren.

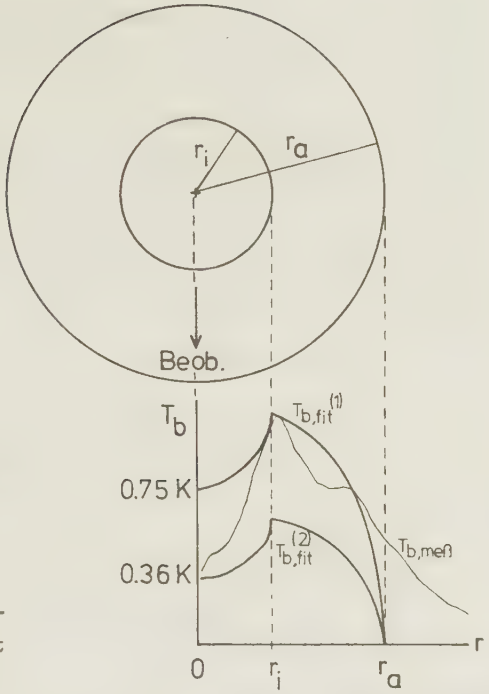


Abb. 21

Einfaches Kugelschalenmodell des Rosettennebels mit N_e=konst. in der Schale. Kurve (1) gibt den theoretischen Intensitätsverlauf mit dem Abstand vom Zentrum r für N_e=15.5 cm^{-3}, Kurve (2) den Intensitätsverlauf für N_e=10.8 cm^{-3}. Der ungefähre gemessene Verlauf ist mit angegeben.

6.2 Ein Kugelmodell mit n Schalen

Bei der Annahme von Kugelsymmetrie kann davon ausgegangen werden, daß bei r=0 ein Photon durch alle die Gasschichten hindurchlaufen muß, die der Beobachter bei r>0 neben dem Zentrum sieht. Betrachtet man ein Kugelmodell mit n Schichten der Dicke $\Delta r = r_{max}/n$, wobei r_{max} die Entfernung des Meßpunktes vom Nebelzentrum ist (Abb. 11, 14), wo die Nebelintensität dem rms - Rauschen des Hintergrundes gleich wird, so sieht der Beobachter bei $(r_{max}-\Delta r) \leq r < r_{max}$ nur die äußerste Schicht allein. Hier läßt sich also die Elektronendichte wie in Kap. 6.1 bestimmen. Für $(r_{max}-2\cdot\Delta r) \leq r < (r_{max}-\Delta r)$ schaut man durch die n-te Schicht hindurch und bestimmt unter Berücksichtigung des Beitrages dieser Schicht zur Intensität die optische Dicke und Elektronendichte entlang der Weglänge in

der (n-1) - ten Schicht. Der Strahlungsanteil dieser Schicht wird jedoch gemäß der optischen Dicke entlang der Weglänge in der n-ten Schicht abgeschwächt. Man tastet sich in diesem Verfahren von außen in die inneren Bereiche des HII - Gebietes vor und kann die Dichten in allen Schichten nacheinander bestimmen. In Abb. 22 ist die gemessene radiale Verteilung der 6.3 cm - Strahlungstemperatur und ihre beste Anpassung durch ein 6 - Schalen - Dichtemodell dargestellt. Die angesetzte Schalendicke beträgt Δr = 5.4 pc. Auch hier deutet die große Differenz im Zentrum des Nebels auf systematische Abweichungen vom kugelsymmetrischen Modell hin.

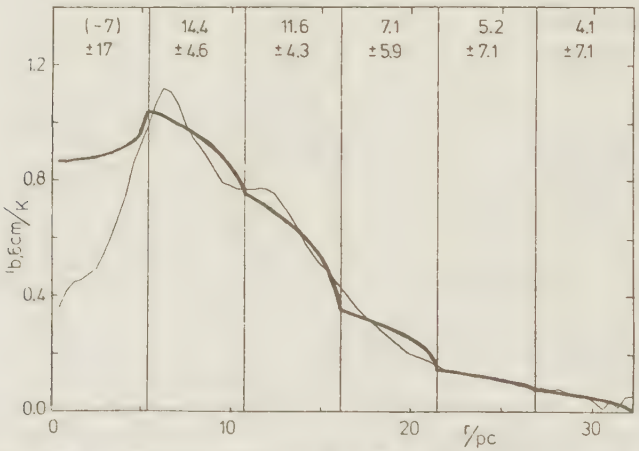


Abb. 22 : Dichte-Modell des Rosettennebels mit sechs Kugelschalen der Dicke 5.4 pc, die dünne Linie gibt die gemessene Strahlungstemperaturverteilung, die dicke linie den Best-Fit wieder. Die Dichten der Schalen sind am oberen Rand angegeben.

Es ist möglich, eine genauere Dichteverteilung zu erhalten, wenn man die Anzahl der angepaßten Schichten erhöht. Im Extremfall ist die Anzahl der Schichten gleich der Anzahl der Meßwerte $T_{b,i}$, i=1,n ($\triangleq T_b(r)$). Unter Verzicht auf die Approximation $e^{-\tau} = 1-\tau$ gilt für die optische Dicke $\tau_i(k)$ in der i-ten Schicht betrachtet vom k-ten Meßpunkt aus

(Abb. 23 a) für k=n

$$\tau_n^{(k)} = 0.5 \cdot (\ln T_{e,n} - \ln(T_{e,n} - T_{b,n})) ,$$

für k=n-1

$$\tau_{n-1}^{(n-1)} = 0.5 \cdot (\ln(T_{e,n-1} \cdot \exp(-\tau_n^{(n-1)}) - T_{e,n} \cdot (1-\exp(-\tau_n^{(n-1)})) \cdot \exp(-\tau_n^{(n-1)})) - \ln(T_{e,n-1} \cdot \exp(-\tau_n^{(n-1)}) + T_{e,n} \cdot (1-\exp(-\tau_n^{(n-1)})) - T_{b,n-1}))$$

für $1 \leq k \leq n-2$

$$\tau_k^{(k)} = 0.5 \cdot (\ln(T_{e,k} - T_{e,k+1} \cdot (1-\exp(-\tau_{k+1}^{(k)})) - \sum_{i=k+2}^{n} T_{e,i} \cdot (1-\exp(-\tau_i^{(k)})) \cdot \exp(-\sum_{j=k+1}^{i-1} \tau_j^{(k)})) - \sum_{j=k+1}^{n} \tau_j^{(k)} - \ln(T_{e,k} \cdot \exp(-\sum_{j=k+1}^{n} \tau_j^{(k)}) + \sum_{i=k+1}^{n-1} T_{e,i} \cdot (1-\exp(-\tau_i^{(k)})) \exp(-\sum_{j=i+1}^{n} \tau_j^{(k)}) + T_{e,n} \cdot (1-\exp(-\tau_n^{(k)})) - T_{b,k}))$$

mit der Weglänge $s_i^{(k)}$ für k=n

$$s_n^{(n)} = \Delta r \cdot ((n-1)^2 - n^2)^{0.5}$$

für $1 \leq k \leq n-1$, $i \geq k$

$$s_i^{(k)} = \Delta r \cdot (((i+1)^2 - k^2)^{0.5} - (i^2 - k^2)^{0.5})$$

wird die Elektronendichte der i-ten Schicht am k-ten Meßpunkt $N_{e,i}^{(k)} = N_{e,k}$, i=k

$$N_{e,k}^2 = \frac{T_{e,k}^{1.35} \cdot \nu^{2.1}}{0.08235} \cdot \frac{\tau_k^{(k)}}{s_k^{(k)}} , \quad 1 \leq k \leq n$$

Die mit den so bestimmten Werten für die Weglängen $s_i^{(k)}$, die optischen Dicken $\tau_i^{(k)}$ und die Elektronendichten $N_{e,i}$ wird die zu erwartende Strahlungstemperatur - Verteilung $T_b(r) \triangleq T_{b,k} = T_{b,i}^{(k)}$, $i=k$ für $k=n$

$$T_{b,n}=T_{e,n}\cdot(1-\exp(-2\cdot\tau_n^{(n)}))$$

für $k=n-1$

$$T_{b,n-1}=T_{e,n-1}\cdot(1-\exp(-\tau_{n-1}^{(n-1)}))\cdot(\exp(-(\tau_{n-1}^{(n-1)}+\tau_n^{(n-1)})) +$$

$$+\exp(-\tau_n^{(n-1)}))+T_{e,n}\cdot(1-\exp(-\tau_n^{(n-1)}))\cdot$$

$$\cdot(\exp(-(2\cdot\tau_{n-1}^{(n-1)}+2\cdot\tau_n^{(n-1)}))+1)$$

für $1\leq k\leq n-2$

$$T_{b,k}=T_{e,k}\cdot(1-\exp(-2\cdot\tau_k^{(k)}))\cdot\exp(-\sum_{j=k+1}^{n}\tau_j^{(k)} +$$

$$+\sum_{i=k+1}^{n-1}T_{e,i}\cdot(1-\exp(-\tau_i^{(k)}))\cdot(\exp(-(2\cdot\sum_{j=k}^{i-1}\tau_j^{(k)}+\sum_{j=i}^{n}\tau_j^{(k)})) +$$

$$+\exp(-\sum_{j=i+1}^{n}\tau_j^{(k)})) + T_{e,n}\cdot(1-\exp(-\tau_n^{(k)}))\cdot$$

$$\cdot(\exp(-(2\cdot\sum_{j=k}^{n-1}\tau_j^{(k)}+\tau_n^{(k)})) + 1)$$

Abb. 23 b zeigt die erhaltene radiale Verteilung der Elektronendichte $N_e(r)$, sie beträgt maximal $N_e=17.7\ cm^{-3}$ (Tabelle 5). Für $k\leq 11$, d.h. $r \leq 4.5$ pc kann keine Dichte $N_e > 0$ mehr bestimmt werden, das Modell kann im Zentrum nicht die beobachtete Strahlungstemperatur reproduzieren.

Abb. 23 a

Schnitt parallel zum Sehstrahl durch das n-Kugelschalen-Modell, die im Abstand r vom Nebelzentrum wirksamen Weglängen $s_i^{(k)}$ sind angegeben.

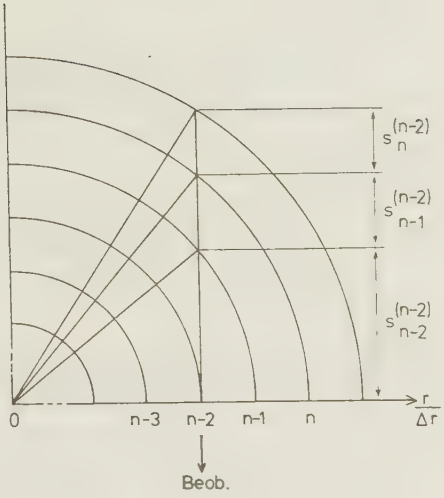


Abb. 23 b

Radiale Verteilung der gemessenen Strahlungstemperatur und der Elektronendichte aus dem n-Kugelschalen-Modell (Abb. 23 a), gültig für r > 4.5 pc.

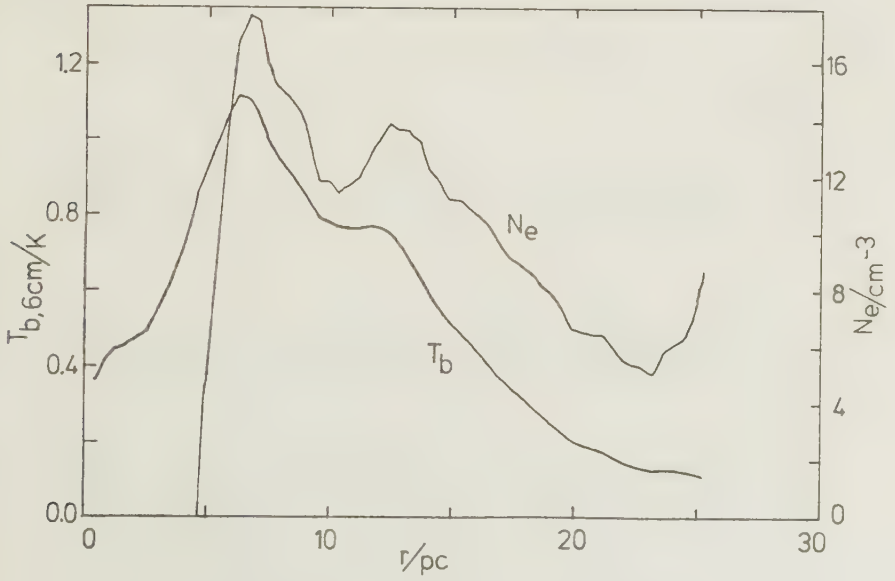


Tabelle 5 Kugelschalenmodell mit 61 Schichten aus 6.3cm-Intensität

k	r/pc	$T_{b,k}$/K	$s_k^{(k)}$/pc	$\tau_k^{(k)}/10^{-6}$	$N_{e,k}/cm^{-3}$	$E_k/pc \cdot cm^{-6}$	$M_k/M_\odot$	$(\Sigma M_k)/M_\odot$
11	4.54	0.863	3.96	0	0	0	-	-
12	4.96	0.926	4.13	1	4.3 ± 0.8	77	14 ± 3	14 ± 3
13	5.37	1.001	4.29	5	8.7 1.7	323	33 7	48 9
14	5.78	1.066	4.45	11	13.3 0.8	785	59 4	107 13
15	6.20	1.108	4.60	19	16.8 0.1	1302	85 1	192 13
16	6.61	1.110	4.75	21	17.7 0.8	1490	102 4	294 17
17	7.02	1.060	4.89	22	17.6 0.5	1506	114 3	407 20
18	7.44	0.996	5.03	18	15.9 0.7	1276	115 5	522 25
19	7.85	0.952	5.16	17	15.2 0.7	1185	122 6	644 31
20	8.26	0.919	5.29	17	14.8 0.8	1164	132 8	776 39
21	8.67	0.874	5.42	16	14.3 0.5	1114	140 5	916 43
22	9.09	0.834	5.54	14	13.3 0.6	983	142 7	1058 50
23	9.50	0.797	5.65	11	11.9 0.8	802	139 10	1197 60
24	9.91	0.780	5.78	12	11.9 0.4	814	150 5	1348 64
25	10.33	0.773	5.90	11	11.5 0.8	775	157 11	1505 75
26	10.74	0.766	6.01	12	11.7 0.3	828	174 5	1679 80
27	11.15	0.772	6.13	13	12.0 0.7	880	191 11	1870 91
28	11.57	0.775	6.24	15	12.8 0.6	1017	219 11	2089 101
29	11.98	0.769	6.35	16	13.4 0.6	1137	246 10	2335 112
30	12.39	0.757	6.45	18	13.9 ± 0.7	1249	273 ± 14	2608 ± 125

31	12.81	0.720	6.56	18	13.7	± 0.7	1229	287	± 14	2895	± 139
32	13.22	0.686	6.66	18	13.6	0.8	1238	304	17	3199	156
33	13.63	0.635	6.76	17	13.2	0.4	1182	313	10	3512	166
34	14.04	0.592	6.86	15	12.3	0.9	1034	308	22	3821	188
35	14.46	0.547	6.96	14	11.8	0.6	968	314	15	4135	203
36	14.87	0.511	7.06	13	11.2	0.4	890	316	12	4450	215
37	15.28	0.491	7.15	13	11.2	0.6	899	333	20	4783	236
38	15.70	0.455	7.25	12	10.9	0.4	859	341	13	5124	249
39	16.11	0.426	7.34	12	10.6	0.4	825	349	14	5473	262
40	16.52	0.395	7.44	11	10.2	0.4	772	353	13	5826	275
41	16.94	0.364	7.53	10	9.6	0.3	688	348	12	6174	287
42	17.35	0.344	7.62	9	9.2	0.6	638	349	24	6523	311
43	17.76	0.321	7.71	9	8.9	0.6	613	357	24	6879	335
44	18.18	0.297	7.79	8	8.6	0.6	579	360	26	7239	361
45	18.59	0.270	7.88	8	8.2	0.4	526	357	19	7597	380
46	19.00	0.249	7.97	7	7.9	0.3	498	361	16	7958	396
47	19.42	0.226	8.05	6	7.4	0.2	445	354	7	8312	403
48	19.83	0.204	8.14	5	6.7	0.2	360	330	11	8642	414
49	20.24	0.202	8.22	5	6.6	0.0	353	339	0	8981	414
50	20.65	0.201	8.30	5	6.5	± 0.4	348	349	± 23	9330	± 437

(wird fortgesetzt)

Tabelle 5 (Fortsetzung)

k	r/pc	$T_{b,k}$/K	$s_k^{(k)}$/pc	$\tau_k^{(k)}/10^{-6}$	$N_{e,k}/cm^{-3}$	$E_k/pc \cdot cm^{-6}$	$M_k/M_\odot$	$(\Sigma M_k)/M_\odot$
51	21.07	0.192	8.38	5	6.5 ± 0.2	352	363 ± 10	9693 ± 447
52	21.48	0.186	8.47	4	6.1 0.4	311	353 25	10046 471
53	21.89	0.189	8.55	4	5.6 1.6	268	338 95	10384 566
54	22.31	0.178	8.62	4	5.4 1.5	249	337 97	10721 663
55	22.72	0.171	8.70	4	5.3 1.5	248	347 97	11068 760
56	23.13	0.168	8.78	3	5.1 1.9	226	342 131	11410 891
57	23.55	0.167	8.86	4	5.8 1.7	296	404 117	11814 1008
58	23.96	0.166	8.94	5	6.1 2.2	328	438 155	12252 1163
59	24.37	0.151	9.01	5	6.3 2.0	361	473 151	12725 1314
60	24.79	0.143	9.09	7	7.1 2.3	460	550 176	13275 1491
61	25.20	0.119	9.16	10	8.7 ± 2.2	700	698 ± 172	13973 ± 1662

k = Schicht - Index

r = Schichtabstand vom Zentrum

$T_{b,k}$ = Strahlungstemperatur am k-ten Meßwert

$s_k^{(k)}$ = Weglänge in k-ter Schicht am k-ten Meßwert

$\tau_k^{(k)}$ = optische Dicke in k-ter Schicht

$N_{e,k}$ = Elektronendichte in k-ter Schicht

E_k = Emissionsmaß der k-ten Schicht

M_k = Wasserstoffmasse in k-ter Schicht

ΣM_k = kumulative Wasserstoffmasse für $1 \leq$ Schicht $\leq k$

6.3 Ein Ellipsoidenschalen - Modell

Die Diskrepanz im Nebelzentrum könnte aus nicht zutreffenden Weglängen $s_i^{(k)}$ in den einzelnen Schichten für $k \leq 11$ resultieren. Es wird deshalb ein Modell geprüft, bei dem die zentrale Kugel zu einem Rotationsellipsoiden deformiert ist, dessen Hauptachse a_1 zum Beobachter zeigt, wobei das Achsenverhältnis $a_1/b_1 > 1$ vorgegeben wird. Bei den anschließenden Schichten soll das Verhältnis immer mehr abnehmen, bis es außen zu $a_n/b_n = 1$ wird. Die kleine Achse b_i liegt senkrecht zur Beobachtungsrichtung und bleibt mit $b_i = b_1 = \Delta r$ konstant. Das Achsenverhältnis der i-ten Schicht soll sein

$$(a/b)_i = \frac{a_1 + (i/n)\cdot(r(n) - a_1)}{r(i)}$$

und die Weglänge ändert sich (Abb. 24) zu

$$s_i^{(k)} = \Delta r \cdot((a/b)_{i+1}\cdot((i+1)^2-k^2)^{0.5} - (a/b)_i\cdot(i^2-k^2)^{0.5})$$

Tabelle 6 gibt die erhaltenen Daten für die 25 Punkte der 21.3 cm - Strahlungstemperatur - Verteilung wieder. Die gemessene Verteilung wird reproduziert mit $T_e = 5790$ K und einem Achsenverhältnis im Zentrum von $a_1/b_1 = 8$ (Abb. 25 a). Die optische Dicke beträgt maximal $\tau_{21cm,max} = 4.2\cdot10^{-4}$. Die Elektronendichte bleibt unter $N_{e,21cm,max} = 10.7\ cm^{-3}$. Für $a_1/b_1 < 8$ ergibt sich keine Lösung für $N_e(r=0)$. Mit $a_1/b_1 > 8$ wird $N_e(r=0) > 0$. Tabelle 7 gibt die in Abb. 25 b dargestellte

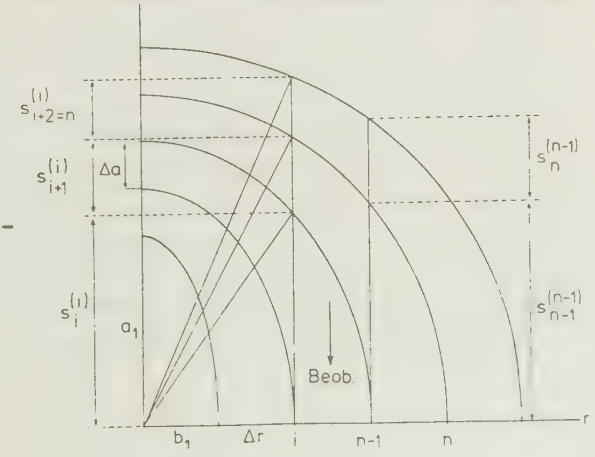


Abb. 24

Schnitt parallel zum Sehstrahl durch das Ellipsoidenschalen-Modell des Rosettennebels, Δa und Δr sind konstant für alle Schichten, die Weglängen $s_i^{(k)}$ sind angegeben.

Tabelle 6 Ellipsoidenschalenmodell mit 25 Schichten aus 21.3 cm - Intensität

k	r/pc	a/b	T_b/K	$\tau_k^{(k)}/10^{-6}$	$s_k^{(k)}/2\cdot$pc	$N_{e,k}/cm^{-3}$	$E_k/pc\cdot cm^{-6}$	$M_k/M_\odot$	$(\Sigma M_k)/M_\odot$
1	1.65	8.000	4.15	0	13.39	0	0	0	0
2	3.30	4.680	5.24	22	12.37	2.3	132	31	31
3	4.96	3.347	7.42	152	11.72	6.2	911	155	186
4	6.61	2.680	9.25	286	11.30	8.7	1716	329	515
5	8.26	2.280	10.08	368	11.03	10.0	2208	529	1044
6	9.91	2.014	10.11	410	10.86	10.6	2463	744	1788
7	11.57	1.823	9.49	417	10.75	10.8	2506	964	2752
8	13.22	1.680	8.48	411	10.69	10.7	2467	1181	3933
9	14.87	1.569	6.90	357	10.66	10.0	2143	1325	5258
10	16.52	1.480	5.17	280	10.66	8.9	1680	1390	6648
11	18.18	1.407	3.54	189	10.67	7.3	1136	1344	7992
12	19.83	1.347	2.42	126	10.70	5.9	758	1261	9253
13	21.48	1.296	1.66	82	10.75	4.8	492	1158	10411
14	23.13	1.252	1.19	55	10.80	3.9	328	1067	11479
15	24.79	1.213	0.92	41	10.86	3.4	248	1043	12522
16	26.44	1.180	0.72	31	10.92	2.9	188	1010	13532
17	28.09	1.151	0.59	27	10.99	2.7	161	1036	14568
18	29.74	1.125	0.45	19	11.07	2.3	116	965	15533
19	31.40	1.101	0.37	17	11.15	2.1	100	984	16517

20	33.05	1.080	0.28	11	11.23	1.7	69	886	17403
21	34.70	1.061	0.23	9	11.31	1.5	53	844	18247
22	36.36	1.044	0.20	7	11.39	1.4	43	827	19073
23	38.01	1.028	0.22	13	11.48	1.8	76	1183	20256
24	39.66	1.014	0.13	6	11.57	1.3	38	787	21043
25	41.32	1.000	0.14	12	11.80	1.8	73	1482	22525

a/b = Achsenverhältnis des Rotationsellipsoides k

s. Erläuterungen in Tabelle 5

Dichte - Verteilung wieder, die aus der Verteilung der 6.3 cm - Strahlungstemperatur gewonnen wurde. Die maximale Elektronendichte resultiert aus den verschiedenen erzielten räumlichen Auflösungen bei 6.3 und 21.3 cm Wellenlänge. Wird die 6.3 cm - Intensitätsverteilung auf die Auflösung der 21.3 cm-Verteilung geglättet (9:24), so erhält man im Rahmen des Fehlers ($\sigma_{Ne} \approx 0.8$ cm^{-3}) identische Elektronendichten aus den 6.3 - und 21.3 cm - Strahlungstemperaturen. Obwohl dieses Modell die beobachtete Intensitätsverteilung reproduzieren kann, ist es auf auf Grund der räumlichen Ausrichtung zum Beobachter hin sehr unwahrscheinlich, daß es zutrifft.

6.4 Ein Blasen - Modell

Die beobachtete Verteilung der Strahlungstemperatur läßt sich nicht nur durch Modelle mit vielen Gasschichten von unterschiedlicher Dichte reproduzieren, sondern es ist ebenso möglich, eine einzige Schicht mit konstanter Dicke und Dichte so zu falten, daß der Sehstrahl bei verschiedenen Radien die Gashülle verschieden oft durchdringt und so die beobachtete Strahlungstemperatur erzeugt wird. Bei einer Schichtdicke s_o erhält man für die Elektronendichte N_e in Blickrichtung Nebelzentrum (r=0) unter der Annahme, daß die Schicht zweimal beiträgt

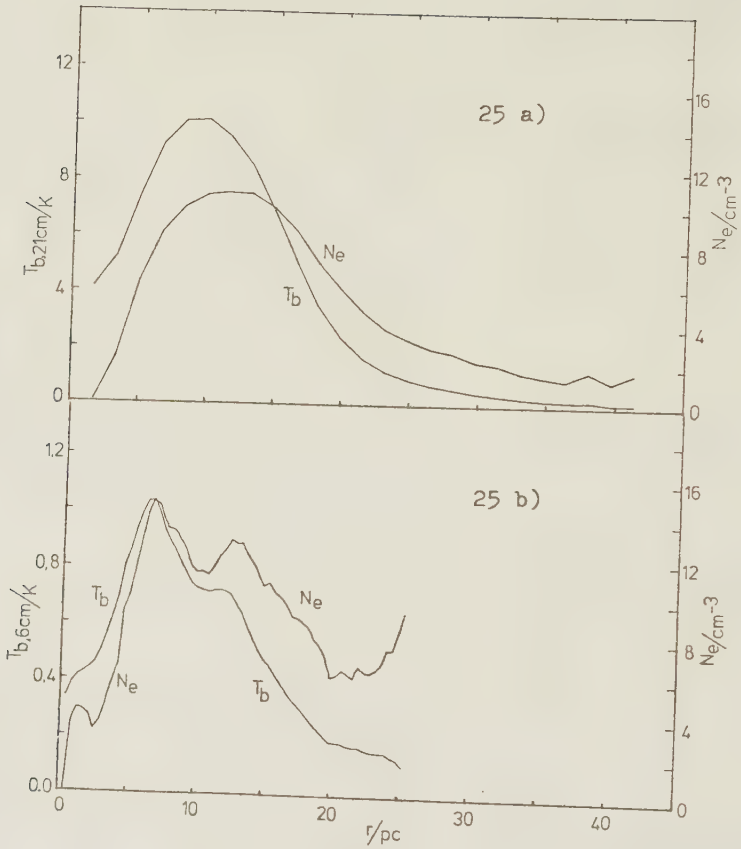


Abb. 25 a) Radiale Verteilung der gemessenen 21.3cm-Kontinuumsstrahlung und der daraus und aus dem Ellipsoidenschalen-Modell gewonnenen Elektronendichte (weitergehende Erläuterungen im Text

b) wie a) für 6.3cm-Kontinuumsstrahlung

Tabelle 7

Ellipsoidenschalenmodell mit 61 Schichten aus 6.3cm-Intensität

k	r/pc	a/b	$T_{b,k}$/K	$\tau_k^{(k)}/10^{-6}$	$s_k^{(k)}/2\cdot$pc	$N_{e,k}$/cm^{-3}	E_k/pc·cm^{-6}
1	0.41	30.000	0.362	0	11.10	0	0
2	0.83	15.508	0.417	3	9.71	3.5	239
3	1.24	10.508	0.443	4	8.75	4.2	313
4	1.65	8.008	0.456	4	8.07	4.2	281
5	2.07	6.508	0.472	3	7.55	3.9	234
6	2.48	5.508	0.492	2	7.14	3.1	139
7	2.89	4.794	0.538	2	6.81	3.5	166
8	3.30	4.258	0.598	3	6.54	4.3	247
9	3.72	3.842	0.669	5	6.32	5.4	373
10	4.13	3.508	0.746	6	6.13	6.3	486
11	4.54	3.236	0.863	13	5.96	9.1	997
12	4.96	3.008	0.926	15	5.82	10.0	1153
13	5.37	2.816	1.001	19	5.69	11.3	1458
14	5.78	2.651	1.066	24	5.58	12.7	1808
15	6.20	2.508	1.108	28	5.48	14.0	2152
16	6.61	2.383	1.110	31	5.39	14.8	2367
17	7.02	2.273	1.060	29	5.32	14.6	2257
18	7.44	2.175	0.996	26	5.24	13.8	1999
19	7.85	2.087	0.952	24	5.18	13.4	1854
20	8.26	2.008	0.919	23	5.12	13.3	1805
21	8.67	1.937	0.874	21	5.07	12.8	1652
22	9.09	1.872	0.834	20	5.02	12.2	1507
23	9.50	1.813	0.797	17	4.98	11.5	1323
24	9.91	1.758	0.780	16	4.94	11.2	1246
25	10.33	1.708	0.773	16	4.90	11.2	1234
26	10.74	1.662	0.766	16	4.87	11.1	1201
27	11.15	1.619	0.772	17	4.84	11.5	1281
28	11.57	1.580	0.775	18	4.81	12.0	1383
29	11.98	1.543	0.769	19	4.79	12.4	1464
30	12.39	1.508	0.757	20	4.76	12.9	1573

(wird fortgesetzt)

Tabelle 7 (Fortsetzung)

k	r/pc	a/b	$T_{b,k}$/K	$\tau_k^{(k)}/10^{-6}$	$s_k^{(k)}$/2·pc	$N_{e,k}/cm^{-3}$	$E_k/pc \cdot cm^{-6}$
31	12.81	1.476	0.720	20	4.74	12.7	1519
32	13.22	1.446	0.686	20	4.72	12.7	1520
33	13.63	1.417	0.635	18	4.70	12.1	1382
34	14.04	1.391	0.592	17	4.69	11.7	1290
35	14.46	1.365	0.547	15	4.67	11.1	1151
36	14.87	1.342	0.511	14	4.66	10.6	1040
37	15.28	1.319	0.491	14	4.64	10.7	1071
38	15.70	1.298	0.455	13	4.63	10.3	976
39	16.11	1.277	0.426	12	4.62	10.0	929
40	16.52	1.258	0.395	11	4.61	9.6	858
41	16.94	1.240	0.364	10	4.60	9.1	760
42	17.35	1.223	0.344	10	4.59	9.0	742
43	17.76	1.206	0.321	9	4.59	8.8	706
44	18.18	1.190	0.297	9	4.58	8.5	662
45	18.60	1.175	0.270	8	4.57	8.0	580
46	19.00	1.160	0.249	7	4.57	7.6	533
47	19.42	1.147	0.226	6	4.56	7.0	452
48	19.83	1.133	0.204	4	4.56	6.0	323
49	20.24	1.120	0.202	4	4.56	6.1	337
50	20.65	1.108	0.201	5	4.55	6.4	373
51	21.07	1.096	0.192	4	4.55	6.2	344
52	21.48	1.085	0.186	4	4.55	6.0	323
53	21.89	1.074	0.189	5	4.55	6.6	395
54	22.31	1.064	0.178	5	4.54	6.3	363
55	22.72	1.054	0.171	5	4.54	6.2	349
56	23.13	1.044	0.168	5	4.54	6.3	365
57	23.55	1.035	0.167	5	4.54	6.7	411
58	23.96	1.025	0.166	6	4.54	7.4	500
59	24.37	1.017	0.151	7	4.54	7.4	503
60	24.79	1.008	0.143	8	4.54	8.3	629
61	25.20	1.000	0.119	10	4.58	9.3	791

Erläuterungen wie in Tabelle 6

$$N_e^2 = \frac{2378\ cm^{-6}}{2 \cdot s_o/pc}$$

mit ν = 4.75 GHz
$T_b(r=0)$ = 0.358 K
T_e = 5790 K .

Tabelle 8 gibt für verschiedene Dicken s_o die Dichten $N_e(r=0)$ an. Das 6 - Schichten - Kugelmodell (Kap.6.2) zeigt in Abb.22, daß in den äußersten Zonen des Nebels eine Schichtdicke von s_o = 5.4 pc nicht unplausibel ist. So ergibt sich die Abhängigkeit

$$N_s(r) = 5.62 \cdot T_b(r)/K$$

$N_s(r)$ gibt an, wie häufig die Schicht mit der Dicke s_o = 5.4 pc vom Sehstrahl geschnitten wird. Auf ganzzahlige Werte gerundet erhält man die $N_s(r)$ in Tabelle 9. Die Ergebnisse sind konsistent mit einer sechsfachen Verwindung der Schicht wie in Abb. 26 dargestellt. Die inneren Zonen könnten mit Gas sehr geringer Dichte und die äußeren Einbuchtungen mit neutraler Materie ausgefüllt sein.

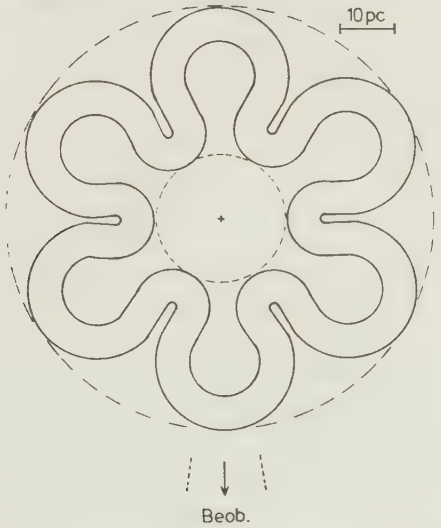


Abb. 26 : Blasenmodell des Rosettennebels mit Schichtdicke 5.4 pc und sechsfacher Verwindung der Schicht, die Richtung zum Beobachter kann um den eingezeichneten Betrag ohne starken Einfluß auf das Ergebnis variieren.

Tabelle 8

Blasenmodell: Elektronendichten in Abhängigkeit von der Schichtdicke s_o ermittelt aus $T_b(r=0)$

s_o/pc	N_e/cm^{-3}
1.0	34.5
2.5	21.8
5.0	15.4
5.4	14.8
10.0	10.9
15.0	8.9

Tabelle 9

Blasenmodell: Anzahl der Schichten im Sehstrahl N_s der Dicke s_0=5.4 pc in Abhängigkeit vom Abstand vom Zentrum

r/pc	N_s
0 - 1.0	2
1.0 - 3.5	3
3.5 - 4.5	4
4.5 - 5.0	5
5.0 - 7.5	6
7.5 - 9.5	5
9.5 - 14.0	4
14.0 - 16.0	3
16.0 - 19.0	2
19.0 - 24.0	1

6.5 Ein realistischeres Modell

Das eigentliche Problem bei den bisher diskutierten Modellen war die Tatsache, daß die gemessene Intensität im Zentrum des Nebels $T_b(r=0)$ mit der im Maximum der mittleren radialen Intensitätsverteilung $T_{b,max}$ nicht vereinbar war. Betrachtet man vereinfachenderweise wieder eine einzige Schicht mit konstanter Dichte N_e, die vor oder hinter dem Zentrum ein Loch besitzt, so wird die beobachtete Intensitätsverteilung im Zentrum $T_b(r=0)$ mit der wie in Kap. 6.1 aus $T_{b,max}$ bestimmten Dichte auch ohne schwer zu rechtfertigende Vorzugsrichtungen reproduziert. Das einfachste Modell dieser Kategorie ist eine Hohlkugel mit einem zylindrischen Loch in der Wand wie in Abb. 27 a dargestellt. Mit

$$\nu = 4.75 \text{ GHz}$$

$$T_e = (5790 \pm 1070) \text{ K}$$

$$T_{b,max} = (1.110 \pm 0.035) \text{ K}$$

$$r_1 = r(T_b=T_{b,max}) = (6.2 \pm 0.4) \text{ pc}$$

$$r_2 = (16.9 \pm 0.4) \text{ pc}$$
(wo 2. Maximum in $T_{b,6cm}(r)$ auf 1/2 abgefallen)

$$r = r_2 - r_1 = (10.7 \pm 0.8) \text{ pc}$$

wird die maximale Weglänge

$$s_{max} = 2 \cdot (r_2^2 - r_1^2)^{0.5} = (31.4 \pm 1.2) \text{ pc} \quad ,$$

und die mittlere Elektronendichte in der Hülle ergibt sich aus $T_{b,max}$ zu

$$N_{e,max} = (15.4 \pm 1.0) \text{ cm}^{-3} \quad .$$

Die Dichte der Hülle bestimmt aus

$$T_b(r=0) = 0.358 \text{ K}$$

und

$$s = \Delta r = (10.7 \pm 0.8) \text{ pc}$$

wird zu

$$N_{e,min} = (14.9 \pm 1.9) \text{ cm}^{-3} \quad .$$

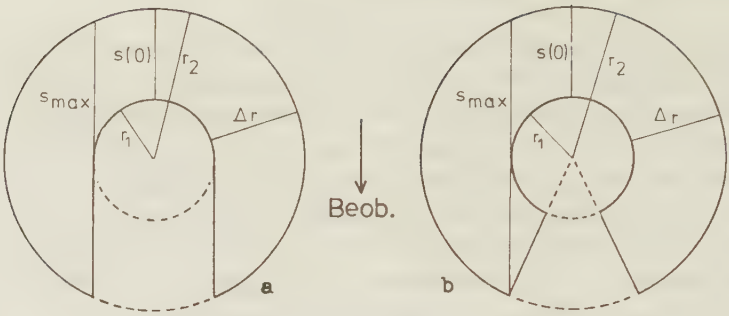


Abb. 27 : Kugelschalenmodell des Rosettennebels mit einem Loch in der Hülle, die verwendeten Radien, die maximale Weglänge s_{max} und die Weglänge bei r=0 s(0) sind eingezeichnet. a) mit zylindrischem Loch, b) mit kegelförmigem Loch

Die beiden Werte stimmen im Rahmen der Fehler überein. Für die Verteilung der Strahlungstemperatur bei 21.3 cm ergibt sich ein ähnliches Bild. Die mittlere Elektronendichte wird

$$N_e = (15.3 \pm 1.5)\ cm^{-3} .$$

Ist die Öffnung in der Schale nicht zylindrisch, sondern kegelförmig gestaltet (Abb. 27 b), wurde $r_1 = r(T_b=T_{b,max})$ und damit $N_{e,max}$ überschätzt. Der Effekt ist allerdings mit 3 pc bzw. 0.4 cm^{-3} recht gering. Der korrigierte Mittelwert lautet dann $N_e = (15.0 \pm 1.5)\ cm^{-3}$.

Geht man auf eine größere Zahl von Schichten über, so ist vom Radius $r(T_b=T_{b,max})$ an nach außen die Dichteverteilung aus dem Multi - Kugelschalenmodell (Kap. 6.2) verwendbar. In dem hier betrachteten Bereich von 6.2 pc $\leq$ r $\leq$ 16.9 pc variiert die Elektronendichte dort zwischen $9.6\ cm^{-3} \leq N_e \leq 17.7\ cm^{-3}$. Ein zusätzlich angebrachtes kegelförmiges Loch, etwa in Beobachtungsrichtung nach vorn oder hinten, würde zusammen mit dem gerechneten Schalenmodell die beobachtete Intensitätsverteilung auch für $r < r(T_{b,max})$ reproduzieren. Eine Drehung der Kegelachse

um 30 bis 40° aus der Beobachtungsrichtung beeinflußt das Ergebnis nur geringfügig. Eine Drehung um 90° würde das zentrale Minimum auf den Wert für eine geschlossene Schale steigen lassen, da die Strahlungstemperatur in auf den Himmel projizierten Ringen um das Nebelzentrum integriert wurde. Bringt man im Multi - Kugelschalenmodell (Kap. 6.2, Abb. 23) eine Korrektur wegen des Kegelausschnitts an, so läßt sich aus der Dichte und dem Volumen jeder Schale die Wasserstoffmasse bestimmen. Die Schalen 1 bis 10 leisten dafür nur einen sehr geringen Beitrag und werden für die Gesamtmasse vernachlässigt. Tabelle 5 gibt die Masse jeder Schale M_H an. Die Wasserstoff - Gesamtmasse bis $r \leq 25.2$ pc beläuft sich auf

$$\sum M_{H,k}(r=25.2 \text{ pc}) = (14000 \pm 1700)\ M_\odot .$$

Auch für das Ellipsoidenschalenmodell (Kap. 6.3, Tabelle 6) wurde die Masse bestimmt. Bis zu einem Radius von 25.2 pc beträgt sie $\sum M_H = 13000\ M_\odot$. Im Rahmen der Fehlergrenzen stimmen die beiden Werte überein. Die Beobachtungsgrenze für die Verteilung der Strahlungstemperatur bei 21.3 cm liegt bei $r \approx 40$ pc. Die Masse erhöht sich dann auf $M_H = 22000\ M_\odot$ mit einem extrapolierten Fehler von 2700 $M_\odot$. Unter Berücksichtigung der in Kap. 2.2.3 ermittelten relativen Helium - Häufigkeit von 0.116 ± 0.032 ergibt sich als Gesamtmasse der ionisierten Materie im Rosettennebel

$$M_{ion} = (29700 \pm 3800)\ M_\odot ,$$

wobei schwerere Elemente vernachlässigt wurden.

7 Der Rosettennebel und seine Umgebung

7.1 Das Modell

Blitz & Thaddeus (1980) beobachteten CO - Linien ausgedehnter Molekülwolken im Gebiet des Rosettennebels. In Abb. 28 (a und b) wurden die Isophotenbilder der CO - Linienintensitäten von Blitz & Thaddeus über Graustufenbilder der in Kap. 4.2 gefundenen Verteilungen der lokalen Absorption bei Hα ($A_{H\alpha}$) gelegt. Abb. 28 a zeigt die großräumige

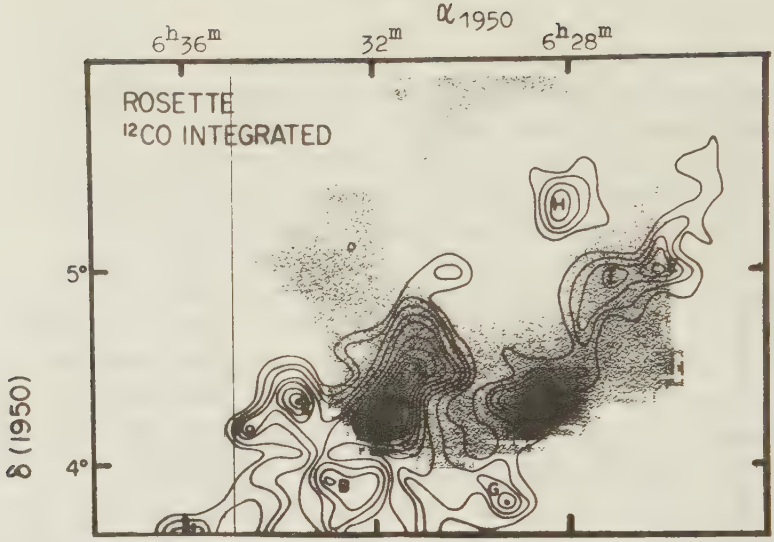
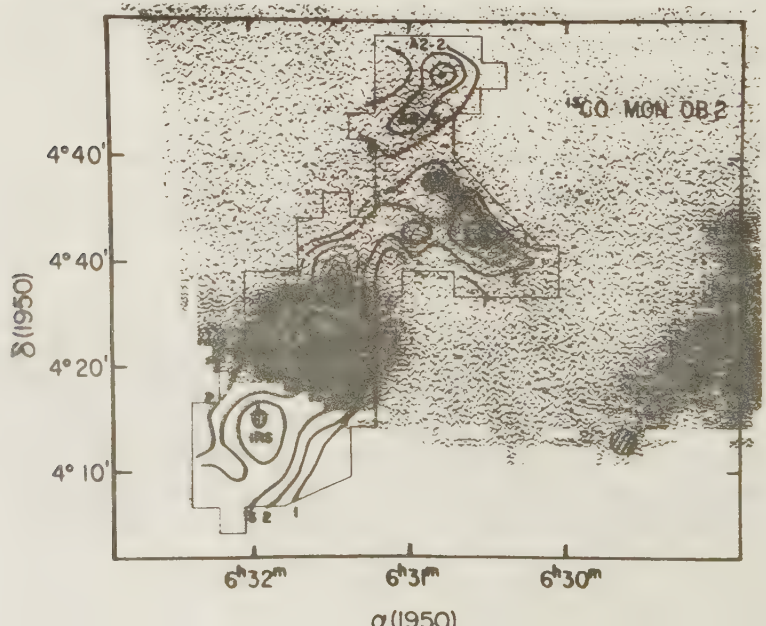


Abb. 28 a : ^{12}CO-Linienintensität (Messungen von Blitz & Thaddeus, 1980) und die Staubabsorption bei Hα ($A_{H\alpha,21cm}$) mit den Auflösungen 8' bzw. 9!2. Die Wolken A, IRS, D, I sind in beiden Verteilungen erkennbar.

Abb. 28 b : ^{13}CO-Linienintensität (Messungen von Blitz & Thaddeus, 1980) und die Staubabsorption bei Hα ($A_{H\alpha,6cm}$) mit den Auflösungen 2!3 bzw. 4!75. Die Wolken A1, A2 und A3 sind in beiden Verteilungen erkennbar.



Verteilung der CO - Linienintensität und der von $A_{H\alpha}$ aus dem Vergleich von Hα - und 21.3 cm - Kontinuumsintensität ($A_{H\alpha,21.3cm}$) mit den Auflösungen von 8' bzw. 9'.2 . Abb. 28 b gibt einen südöstlichen Ausschnitt aus dem Gebiet mit den Auflösungen 4'.75 ($A_{H\alpha,6.3cm}$) und 2'.3 (CO- Linienintensität) wieder. In der Verteilung von $A_{H\alpha}$ sind im Einzelnen die CO - Wolken IRS, A, D, I und weitere Strukturen im Südosten der Karte zu identifizieren (Bezeichnungen der Wolken nach Blitz & Thaddeus). Diese Autoren geben ein gewichtetes Mittel von

$$v_{LSR} = (14.3 \pm 0.5) \text{ km/s}$$

für die beobachteten Molekülwolken an. Die Differenz der Radialgeschwindigkeiten des Rosettennebels (16.9 km/s) und des Molekülwolken - Komplexes beträgt

$$\Delta v_{Rad} = (2.6 \pm 1.8) \text{ km/s} .$$

Abb. 29 (a-e) schlüsselt die CO - Linienintensitäten nach Radialgeschwindigkeiten auf (Blitz & Thaddeus). Die spektrale Bandbreite dieser „Channel - Maps" beträgt 2.6 km/s und bestimmt die Geschwindigkeitsauflösung der Messungen. Zusätzlich angegeben wurden die Radialgeschwindigkeiten bezüglich v_{LSR} = 14.3 km/s. Die Wolken A1, IRS2, D und I findet man in der Verteilung von $A_{H\alpha}$ wieder, die H1 ... H8 genannten Wolken (eigene Bezeichnungen) nicht. Unter der Voraussetzung, daß alle hier gefundenen CO - Molekülwolken Staub enthalten, müssen sich die mit H bezeichneten Wolken hinter dem HII - Gebiet befinden, da sie nicht in Hα - Absorption sichtbar sind. Der Schluß liegt nahe, daß der Rosettenebel innerhalb des Molekülwolken - Komplexes liegt. Tabelle 10 gibt eine Aufstellung der für die weitere Untersuchung verwendbaren Molekülwolken und ihre Daten wie Koordinaten, Radialgeschwindigkeiten bezüglich v_{LSR} = 14.3 km/s und die ungefähren halben Durchmesser an. In Abb. 30 sind diese Wolken und ihre Lage relativ zum Rosettennebel auf die Himmelsebene projiziert eingezeichnet. Sie ordnen sich zu beiden Seiten einer von Südosten nach Nordwesten verlaufenden Linie an. Die Lage dieser Linie wurde durch

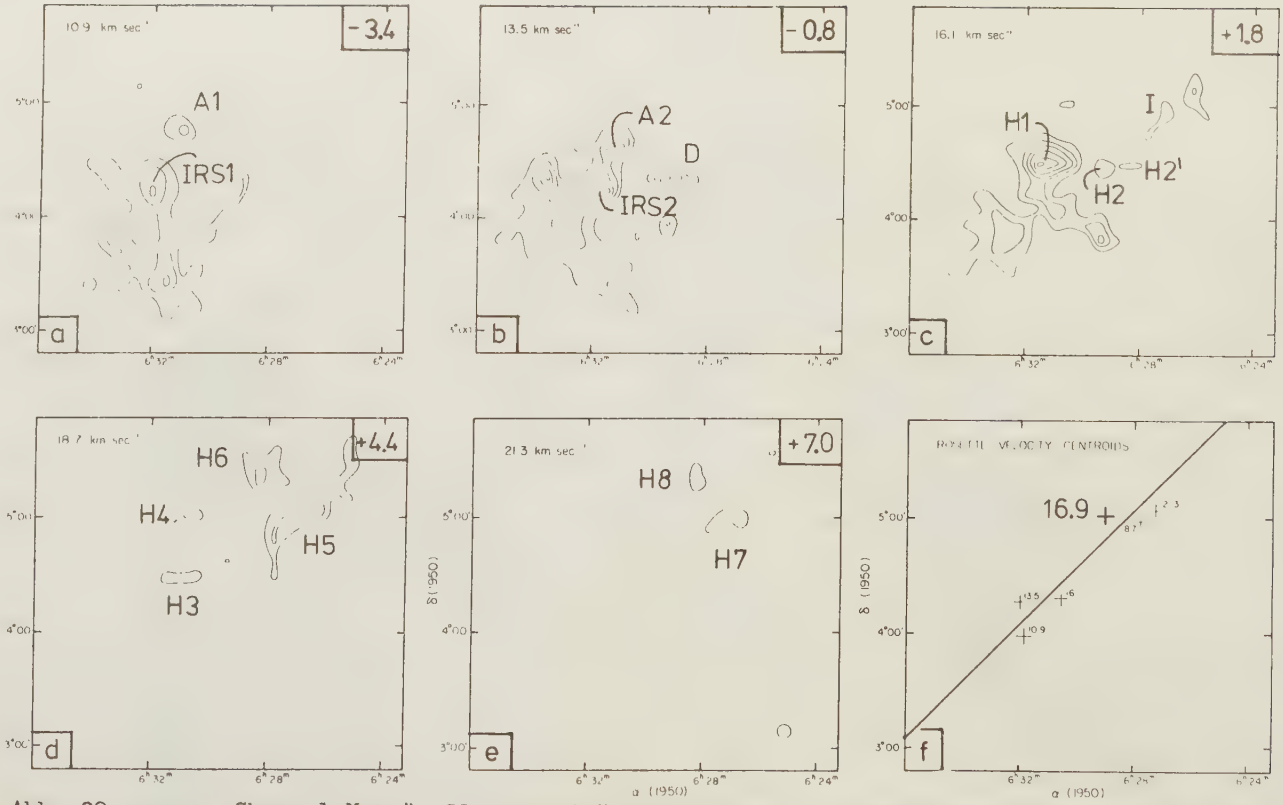


Abb. 29 a-e : „Channel-Maps", CO-Intensitätsverteilung in verschiedenen Spektrometerkanälen mit den oben links angegebenen LSR-Radialgeschwindigkeiten, oben rechts steht die zugehörige Geschwindigkeit bezüglich v(LSR)=+14.3 km/s. Abb. 29 f : Örter der intensitätsgewichteten Schwerpunkte der Emission bei den angegebenen Geschwindigkeiten, v=16.9 km/s steht für den Rosettennebel. Eine Ausgleichsgerade ist eingezeichnet (siehe Text). Abbildungen von Blitz &Thaddeus (1980).

Tabelle 10

Verwendete Molekülwolken, R = halber Durchmesser der Wolken

Wolke	α_{1950}	δ_{1950}	$\frac{v_{LSR}-14.3}{km \cdot s^{-1}}$	$\frac{R}{arcmin}$	$\frac{R}{pc}$	Wolke vor/hinter HII-Region
A1	$6^h31^m.0$	$4^\circ46'$	-3.4	8.5	3.5	v
IRS1	6 32.0	4 14	-3.4	13.8	5.7	h
A2	6 31.1	4 38	-0.8	9.9	4.1	h
IRS2	6 31.6	4 17	-0.8	11.1	4.6	v
D	6 29.3	4 21	-0.8	14.0	5.8	v
H1	6 31.5	4 29	+1.8	15.3	6.3	h
H2	6 29.3	4 27	+1.8	3.9	1.6	h
H2'	6 28.4	4 28	+1.8	5.6	2.3	h
I	6 27.1	4 56	+1.8	4.1	1.7	v
H3	6 31.0	4 27	+4.4	10.5	4.3	h
H4	6 30.6	5 00	+4.4	4.4	1.8	h
H5	6 27.1	5 00	+4.4	16.7	6.9	h
H6	6 28.2	5 21	+4.4	9.0	3.7	h
H7	6 27.1	5 00	+7.0	11.2	4.6	h
H8	$6^h28^m.2$	$5^\circ20'$	+7.0	4.6	1.9	h

Anpassung einer Geraden an die Punkte in Abb. 29 f ermittelt. In dieser Abbildung sind die Schwerpunkte der CO - Linienintensität in jeder der Channel - Maps (Abb. 29 a-e) angegeben. Zusätzlich eingezeichnet wurde nur der Punkt für den Rosettennebel.(v_{LSR} = 16.9 km/s, $\alpha_{1950} = 6^h29^m01^s.7$, $\delta_{1950} = 5^\circ00'53"$). Die Gerade verläuft durch $\alpha_{1950} = 6^h30^m$, $\delta_{1950} = 4^\circ35'.5$) und ist um 45° gegen den Himmelsäquator geneigt. Längs dieser Geraden, die in den Abb. 29 f und 31 eingezeichnet ist, ist ein mittlerer Radialgeschwindigkeits - Gradient von 5.05 $km \cdot s^{-1} \cdot grad^{-1}$ feststellbar. Die Wolken im Südosten besitzen negative, die im Nordwesten positive Radialgeschwindigkeiten bezüglich v_{LSR} = 14.3 km/s. Der Rosettennebel paßt mit v_{LSR} = 16.9 km/s gut in den Verlauf der Radialgeschwindigkeit längs der Linie hinein. Blitz & Thaddeus interpretieren den Gradienten als Effekt einer Rotation des Molekülwolken - Komplexes. Das Rotationszentrum mit

v_{LSR} = 14.3 km/s befindet sich dann bei

$$\alpha_{1950} = 6^h30^m53^s \pm 45^s$$

$$\delta_{1950} = 4^o22{:}3 \pm 13{:}5 \ .$$

Unter der Annahme, daß der Rosettennebel ein Teil dieses Komplexes ist, läßt sich die geringere Absorption bei Hα im Nordwesten (Abb. 18) durch eine exzentrische Anordnung des Nebels innerhalb des Komplexes erklären, wobei sich die HII - Region nordwestlich des Rotationszentrums des Komplexes auf der dem Beobachter zugewandten Seite nahe am Rand befindet.

7.2 Die Molekülwolken

Auf Grund der Hα - Absorption vor dem Rosettennebel ließ sich klären, welche Molekülwolken vor und welche hinter dem Nebel stehen. Will man weitergehendes über die Lage der Wolken aussagen, wie zum Beispiel über die Tiefenstaffelung längs des Sehstrahls, was dann zu einem dreidimensionalen Modell des Komplexes führt, so müssen alle relativen Abstände der CO - Wolken vom Rotationszentrum (s_M), vom Zentrum des HII - Gebietes (s_H) und von der angepaßten 45° - Linie (z), die als Schnitt durch die Hauptebene des Komplexes gedeutet werden soll, berücksichtigt werden (Abb. 31). Weiterhin ist die Annahme eines Geschwindigkeitsfeldes notwendig, um die gemessenen Radialgeschwindigkeiten zu erklären. Es wird im Folgenden angenommen, daß alle Molekülwolken und auch der Rosettennebel um das Zentrum des Komplexes differentiell auf Kreisbahnen rotieren. Die Radialgeschwindigkeit des HII - Gebietes bezüglich v_{LSR} = 14.3 km/s von 2.6 km/s wird als Anteil einer reinen Rotationsbewegung interpretiert.

Fountain et al. (1979) fanden anhand ihrer Messungen der Verteilung der Hα - Linienbreite über den Nebel eine Expansionsgeschwindigkeit, deren Betrag vom Zentrum radial nach außen abfällt. An diese Daten wurde ein Exponential-

gesetz ($v_{Exp}/km \cdot s^{-1} = a \cdot b^{(r_H/pc)}$) angepaßt, wobei v_{Exp} der Betrag der Expansionsgeschwindigkeit und r_H der Abstand vom Zentrum des Rosettennebels ist (Abb. 30). Es ergab sich a = 87.83 und b = 0.8384, so daß die Expansion bei r_H = 25 pc bereits auf 1 km/s abgefallen ist. Innerhalb von $r_H \lesssim 10$ pc ist diese Geschwindigkeitsverteilung sicher nicht mehr gültig, da hier die Feinstruktur des zentralen Sternhaufens berücksichtigt werden müßte.

Unter der Voraussetzung, daß die Molekülwolken um den Rosettennebel wie das ionisierte Gas expandieren, was sicher nicht in vollem Umfang zutreffen wird, setzt sich die beobachtete Radialgeschwindigkeit einer Wolke aus Anteilen der Rotation um das Zentrum des Komplexes und der Expansion um das Zentrum des HII - Gebietes zusammen. Diese Anteile können je nach Lage der Wolke relativ zu den Zentren positiv oder negativ zu rechnen sein.

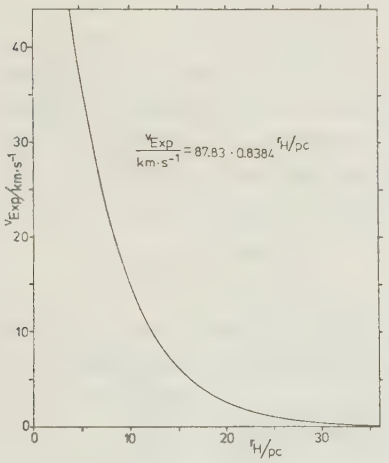


Abb. 30

Abnahme der Expansionsgeschwindigkeit im Rosettennebel mit dem Abstand vom Zentrum der HII-Region, nach dem Modell von Fountain et al. (1979) aus Beobachtungen der Hα-Linie.

In Abb. 31 liest man folgende Werte der auf die Himmelsebene projizierten Strecken für jede Molekülwolke ab, wobei Winkel mit Hilfe der Entfernung von 1.42 kpc in Längen umgerechnet werden:

s_H als Abstand der Wolke von der Richtung zum Zentrum des HII - Gebietes,

$s_{H,proj}$ als s_H auf die Hauptebene projiziert,

s_M als Abstand der Wolke von der Richtung zum Rotationszentrum des Molekülwolken - Komplexes,

$s_{M,proj}$ als s_M auf die Hauptebene projiziert und

z als Abstand der Wolke von der Hauptebene, deren Inklination vernachlässigt werden soll.

Für das Zentrum des Rosettennebels ist aus Abb. 31 zu entnehmen:

$$s_{H1} = s_{H,proj1} = 0$$
$$s_{M1} = (19.6 \pm 7.8)\ pc$$
$$s_{M,proj1} = (19.2 \pm 8.0)\ pc$$
$$z_1 = 3.5\ pc$$

Für die Entfernung des Zentrums des Rosettennebels vom Rotationszentrum werden

$$r_{M1} = 31.7\ pc$$

angesetzt. Dieser Wert wurde aus den Größenverhältnissen von HII - Region und Gesamtkomplex sowie der vermutlichen exzentrischen Lage des Nebels abgeschätzt. Er ist nicht völlig frei von Willkür, aber sicher nicht unplausibel. Für die Rotationsgeschwindigkeit des Nebels erhält man

$$v_{Rot1} = |v_{Rad1}| \cdot \frac{r_{M1}}{s_{M1}} = (4.2\ ^{+2.7}_{-1.2})\ km/s$$

mit $|v_{Rad1}| = 2.6$ km/s. Die Radialgeschwindigkeit einer Wolke setzt sich zusammen aus Anteilen der Rotations- und Expansionsgeschwindigkeit, die je nach Lage der Wolke positiv oder negativ eingehen. Es ergibt sich

$$v_{Rad} = w \cdot |v_{Rad,Rot}| + f \cdot |v_{Rad,Exp}|$$

wobei v_{Rad} = gemessene Radialgeschwindigkeit der Wolke bezüglich $v_{LSR} = 14.3$ km/s

$v_{Rad,Rot}$ = Anteil der Rotationsgeschwindigkeit an der Radialgeschwindigkeit

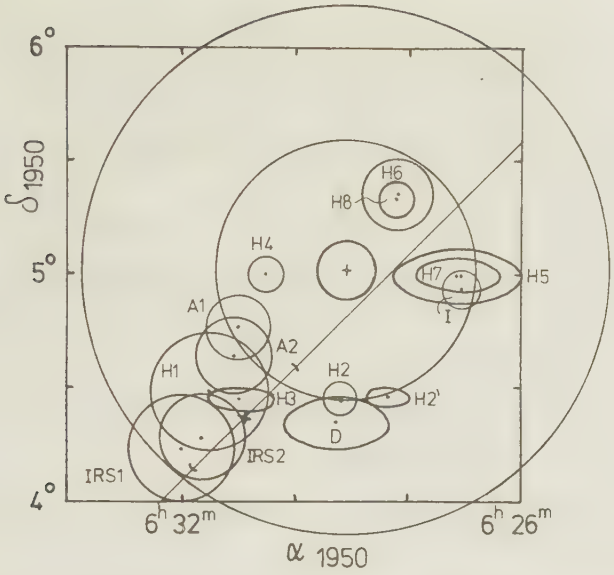


Abb. 31 : In Abb. 29 identifizierte Molekülwolken zusammen auf die Himmelsebene projiziert, ihre Koordinaten, Radien und Geschwindigkeiten stehen in Tabelle 10. Auf der Ausgleichsgerade (Abb.29f) das vermutete Rotationszentrum (x), (+) ist das HII-Zentrum, Kreise mit R=10', 34', 70' (Kap.5)

$v_{Rad,Exp}$ = Anteil der Expansionsgeschwindigkeit an der Radialgeschwindigkeit

f = +1 , wenn die Wolke hinter dem Nebel,
−1 , wenn sie vor dem Nebel steht

w = +1 , für $|s_{H,proj}| < |s_{M,proj}|$
−1 , für $|s_{H,proj}| > |s_{M,proj}|$
(in Richtung Südosten)

Abb. 32 zeigt in drei Dimensionen schematisch die Zusammenhänge zwischen den noch benötigten Hilfgrößen, die zur Lagebestimmung einer CO - Wolke im Komplex notwendig sind und die im Folgenden beschrieben werden. Der Anteil der Expansion an der Radialgeschwindigkeit ist

$$|v_{Rad,\ Exp}| = |v_{Exp}| \cdot x/r_H$$

wobei r_H = Entfernung der Wolke vom Zentrum des Nebels,

x = Abstand der Wolke vom Zentrum des Nebels projiziert auf den Sehstrahl (Abb. 32).

Der Betrag der Expansionsgeschwindigkeit ergibt sich aus

$$\frac{v_{Exp}}{km/s} = 87.83 \cdot 0.8384^{(r_H/pc)} \qquad \text{(s.o.)}$$

Der Anteil der Rotation an der Radialgeschwindigkeit ist

$$|v_{Rad,Rot}| = |v_{Rot}| \cdot s_M/r_M$$

wobei r_M = Abstand der Wolke vom Rotationszentrum (Abb.32)

s_M wie oben beschrieben.

Aus dem 3. Kepler'schen Gesetz folgt für die Rotationsgeschwindigkeit einer Wolke

$$v_{Rot}^2 = v_{Rot1}^2 \cdot r_{M1}/r_M \cdot$$

Folgende Hilfsgrößen werden noch benötigt:

$r_{H,proj}$ = auf die Hauptebene projizierte Entfernung einer Wolke vom Zentrum des Rosettennebels r_H

$r_{M,proj}$ = auf die Hauptebene projizierte Entfernung einer Wolke vom Rotationszentrum r_M

D = auf den Sehstrahl projizierte Entfernung einer Wolke vom Rotationszentrum r_M

Für den Rosettennebel ergibt sich D zu

$$D1 = (25.0\ ^{+4.6}_{-8.5})\ pc$$

Abb. 32 veranschaulicht alle für die Rechnung benötigten Größen in drei Dimensionen. Folgende Beziehungen lassen sich zusätzlich aufstellen:

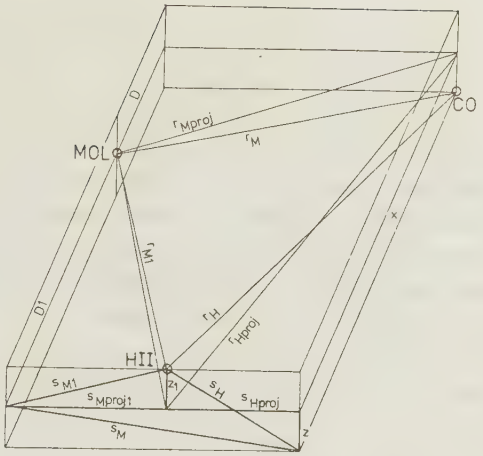
$$x^2 = r_H^2 - s_H^2$$

$$x = D + f \cdot D1$$

$$r_{H,proj}^2 = s_{H,proj}^2 + x^2$$

Abb. 32

Vermutete Geometrie im Molekülwolken-Komplex Mon OB2. Die im Text verwendeten Streckenbezeichnungen sind eingetragen. s_M liegt in der Himmelsebene, x läuft entlang des Sehstrahls.



$$r_{M,proj}^2 = s_{M,proj}^2 + D^2$$

$$r_M^2 = r_{M,proj}^2 + z^2$$

Die Entfernung einer Wolke vom Zentrum der HII-Region r_H ergibt sich aus der Bedingung, daß folgende Gleichung erfüllt sein muß:

$$v_{Rad} = f\cdot(r_H^2-s_H^2)^{0.5}\cdot r_H^{-1}\cdot 87.83\cdot 0.8384^{\,r_H} + w\cdot v_{Rot1}\cdot s_M\cdot$$

$$\cdot r_{M1}^{0.5}\cdot(s_{M,proj}^2+((r_H^2-s_H^2)^{0.5}-f\cdot D1)^2+z^2)^{-0.75}$$

Man erhält für $s_H \leq r_H < \infty$ bis zu drei Lösungen für jede Wolke. Für jedes r_H werden nacheinander die restlichen Größen berechnet aus

$$x = (r_H^2 - s_H^2)^{0.5}$$

$$D = x - f\cdot D1$$

$$r_M = (s_{M,proj}^2 + D^2 + z^2)^{0.5}$$

$$v_{Rot} = v_{Rot1}\cdot(r_{M1} / r_M)^{0.5}$$

$$r_{H,proj} = (s_{H,proj}^2 + x^2)\ 0.5$$

$$r_{M,proj} = (s_{M,proj}^2 + D^2)\ 0.5$$

In Tabelle 11 sind die sinnvollen Lösungen für die Molekülwolken zusammengestellt. Aus den in Abb. 31 abgelesenen Größen, den angesetzten geometrischen Beziehungen zwischen Wolkenkomplex und Rosettennebel, den gemessenen Radialgeschwindigkeiten, dem angesetzten Geschwindigkeitsfeld und aus dem Vergleich der Verteilung von $A_{H\alpha}$ mit der der CO - Linienintensität ergibt sich eine dreidimensionale Verteilung der Molekülwolken, wie sie in Tabelle 11 aufgelistet und in Abb. 33 dargestellt ist.

Abb. 33 zeigt einen Schnitt durch den Molekülwolken - Komplex in der Hauptebene, die um 45° gegen den Himmelsäquator geneigt ist (s.o.). Ihre Peripherie wird durch den Kreis mit dem Radius R_{Mol} = 55 pc dargestellt. Die Schwerpunkte der Molekülwolken und das Zentrum des Rosettennebels wurden auf diese Ebene projiziert. Die Kreise um das Zentrum der HII - Region mit den Radien R_{Min} = 6.2 pc, $R_{1/2}$ = 14.0 pc und R_{Max} = 29.0 pc beschreiben die Ausdehnung des zentralen Minimums, der zweite gilt dem Radius, bei dem die mittlere Nebelintensität auf die Hälfte des Maximums gesunken ist, und der dritte zeigt den Radius, bei dem die mittlere Intensität gleich dem rms - Rauschen des Hintergrundes wird. Die unregelmäßigen Rahmen um die Schwerpunkte der CO - Wolken geben den Fehlerbereich an, in dem sich diese Punkte befinden müssen. Nur die Örter der Wolken IRS1 und H2' konnten nicht eindeutig festgelegt werden. Für IRS1 wurden drei Lösungen mit nicht überschneidenden Fehlergrenzen gefunden, für H2' ergeben sich zwei sinnvolle Ergebnisse. CO - Wolken können sich an allen drei möglichen Orten von IRS1 und an beiden Orten von H2' befinden. Die Schwerpunkte der Wolken A1, A2, H2'(?), I, H7 und H8 liegen in der Nähe des Zentrums des Rosettennebels (12.9 pc $\leq r_H \leq$ 17.3 pc). Davon sind die Wolken A1, H2'(?) und I vor dem Nebel in Staubabsorption

Tabelle 11

(alle Entfernungen in pc)

Wolke	s_H	$s_{H,proj}$	s_M	$s_{M,proj}$	z	r_H	x	D	r_M
A1	13.4	12.8	$9.9^{+6.5}_{-2.5}$	$6.5^{+8.0}_{-6.5}$	7.4	$16.2^{+7.1}_{-2.8}$	$9.1^{+10.0}_{-8.6}$	$34.1^{+14.5}_{-4.0}$	$35.5^{+13.7}_{-4.6}$
IRS1	30.8	26.5	$7.7^{+7.6}_{-5.2}$	$7.3^{+8.0}_{-7.3}$	2.5	$33.6^{+1.5}_{-1.9}$	$13.4^{+3.3}_{-5.9}$	$11.6^{+5.9}_{-3.3}$	$13.9^{+5.2}_{-2.6}$
						$48.1^{+4.8}_{-2.6}$	$36.9^{+6.1}_{-3.5}$	$11.9^{+6.1}_{-3.5}$	$14.2^{+5.3}_{-2.8}$
						$64.6^{+11.7}_{-6.3}$	$56.8^{+13.0}_{-7.3}$	$31.8^{+13.0}_{-7.3}$	$32.7^{+10.4}_{-7.5}$
A2	15.4	15.3	$6.8^{+6.4}_{-1.4}$	$3.9^{+8.0}_{-3.9}$	5.4	$16.9^{+3.6}_{-1.8}$	$7.0^{+6.6}_{-17.4}$	$18.0^{+11.6}_{-2.0}$	$19.2^{+11.1}_{-1.9}$
IRS2	24.2	24.0	$5.1^{+7.7}_{-3.4}$	$4.8^{+8.0}_{-4.6}$	1.7	$38.7^{+10.5}_{-13.9}$	$30.2^{+16.0}_{-21.9}$	$55.2^{+17.2}_{-25.3}$	$55.4^{+18.2}_{-25.0}$
D	16.5	12.5	$10.9^{+5.5}_{-3.5}$	$6.8^{+8.0}_{-6.8}$	7.4	$34.3^{+0.0}_{-17.3}$	$30.1^{+0.0}_{-25.9}$	$55.1^{+4.6}_{-32.5}$	$56.0^{+4.1}_{-28.0}$
H1	20.0	20.0	$4.6^{+5.1}_{-0.0}$	$0.8^{+8.0}_{-0.8}$	4.6	$39.3^{+23.9}_{-5.6}$	$33.8^{+26.2}_{-6.7}$	$8.8^{+34.7}_{-0.0}$	$10.0^{+34.3}_{-0.0}$
H2	14.2	10.5	$10.7^{+7.1}_{-4.7}$	$8.7^{+8.0}_{-}$	5.8	$50.8^{+39.7}_{-17.6}$	$48.8^{+40.6}_{-18.8}$	$23.8^{+45.2}_{-10.3}$	$26.0^{+45.3}_{-8.1}$
H2'	14.4	6.4	$15.9^{+7.0}_{-5.3}$	$12.8^{+8.0}_{-}$	9.3	$57.4^{+60.3}_{-24.3}$	$55.6^{+61.2}_{-25.8}$	$30.6^{+56.6}_{-17.3}$	$34.4^{+53.4}_{-9.8}$
						$14.5^{+0.5}_{-0.1}$	$1.7^{+2.6}_{-3.0}$	$26.7^{+2.9}_{-10.2}$	$31.0^{+1.6}_{-2.9}$
I	12.8	7.4	$27.5^{+7.8}_{-7.6}$	$26.6^{+8.0}_{-}$	7.0	$12.9^{+0.7}_{-0.1}$	$1.6^{+2.8}_{-2.5}$	$26.6^{+7.4}_{-11.1}$	$38.3^{+1.9}_{-2.1}$
H3	18.3	18.2	$2.2^{+7.0}_{-0.3}$	$1.0^{+8.0}_{-1.0}$	1.9	$27.8^{+8.5}_{-9.1}$	$20.9^{+10.5}_{-17.3}$	$4.1^{+8.8}_{-1.2}$	$4.6^{+10.7}_{-0.1}$

(wird fortgesetzt)

Tabelle 11

(Fortsetzung)

Wolke	s_H	$s_{H,proj}$	s_M	$s_{M,proj}$	z	r_H	x	D	r_M
H4	8.9	6.6	$15.8^{+6.9}_{-5.2}$	12.6 ± 8.0	9.5	$36.9^{+17.3}_{-16.5}$	$35.8^{+17.6}_{-17.4}$	$10.8^{+13.0}_{-7.7}$	19.1^{+} 7.5 2.3
H5	12.6	8.5	$28.3^{+7.8}_{-7.6}$	27.7 ± 8.0	5.7	$37.5^{+28.4}_{-20.3}$	$35.3^{+29.4}_{-23.6}$	$10.3^{+24.8}_{-15.1}$	30.1^{+} 10.6 3.0
H6	10.0	9.9	$29.5^{+7.9}_{-7.6}$	29.0 ± 8.0	5.4	$37.1^{+29.4}_{-18.9}$	$35.7^{+30.0}_{-20.4}$	$11.8^{+24.3}_{-16.3}$	31.8^{+} 10.4 3.6
H7	12.2	8.3	$27.9^{+8.0}_{-7.6}$	27.4 ± 8.0	5.4	14.4^{+} 8.2 2.0	$7.6^{+11.4}_{-5.4}$	17.4^{+} 8.0 15.3	32.9^{+} 4.9 2.3
H8	9.5	9.4	$29.1^{+7.9}_{-7.8}$	28.5 ± 8.0	5.1	17.3^{+} 5.9 3.5	14.5^{+} 6.7 4.5	10.5^{+} 6.1 5.7	30.8^{+} 6.8 1.6
HII	0	0	$19.6^{+7.8}_{-7.7}$	19.2 ± 8.0	3.5	0	0	$25.0^{+4.6}_{-8.5}$	31.7

(wird fortgesetzt)

sichtbar. Um A1 herum ist im Hα - Licht ein heller Rand sichtbar (Abb.1b), was auf direkten Kontakt der Molekülwolke mit dem ionisierten Gas schließen läßt. Diese Beobachtung bestätigt das Ergebnis der angestellten Rechnungen, daß die Wolke A1 und andere sich noch innerhalb der Grenzen des Rosettennebels befinden, die HII - Region tatsächlich Mitglied des Molekülwolken - Komplexes ist. Der Nebel scheint von zwei nicht ganz vollständigen Molekül- und Staubringen umgeben zu sein. Der eine beginnt bei der Wolke D unterhalb der Ebene und zieht sich über die Wolken I, H7 und H5 bis weit hinter die HII - Region und weit nach Nordwesten hin. Die Ausdehnung der Wolke H5 nach Nordwesten (Abb. 29 d) ist viel größer als der Fehlerbereich ihres Schwerpunktes (Abb. 33). Der andere, fast geschlossene Molekülring befindet sich über der Ebene und reicht von der Wolke IRS2 über A1, A2, H3, IRS1 und H4 bis hinter die südöstliche Seite des Nebels, um in den Wolken H6 und H8 im Nordwesten hinter dem Nebel wieder bis nahe an das HII - Gebiet heranzuführen.

Tabelle 11

(Fortsetzung)

Wolke	v_{Rot}	$r_{H,proj}$	$r_{M,proj}$	vorn hinten
A1	$4.0^{+3.0}_{-0.0}$	$15.7^{+\ 7.2}_{-\ 2.9}$	$34.7^{+\ 7.9}_{-10.6}$	v
IRS1	$6.3^{+0.7}_{-0.4}$	$29.7^{+\ 1.6}_{-\ 2.2}$	$13.7^{+\ 5.3}_{-\ 2.7}$	h
	$6.3^{+0.7}_{-1.0}$	$45.4^{+\ 5.1}_{-\ 2.7}$	$14.0^{+\ 5.4}_{-\ 2.8}$	h
	$4.1^{+0.9}_{-0.9}$	$62.7^{+12.0}_{-\ 6.5}$	$32.6^{+10.4}_{-\ 7.5}$	h
A2	$5.4^{+3.9}_{-2.5}$	$16.8^{+\ 3.7}_{-\ 1.5}$	$18.4^{+11.5}_{-\ 1.9}$	h
IRS2	$3.2^{+2.7}_{-0.0}$	$38.6^{+10.5}_{-14.1}$	$55.4^{+19.3}_{-25.1}$	v
D	$3.2^{+2.6}_{-0.2}$	$32.6^{+\ 0.0}_{-19.5}$	$55.5^{+\ 4.1}_{-28.5}$	v
H1	$7.5^{+0.0}_{-2.7}$	$39.3^{+23.9}_{-\ 5.6}$	$8.8^{+35.4}_{-\ 0.0}$	h
H2	$4.6^{+4.6}_{-2.6}$	$49.9^{+40.1}_{-18.1}$	$25.3^{+45.7}_{-\ 8.4}$	h
H2'	$4.0^{+3.6}_{-2.0}$	$56.0^{+61.0}_{-25.5}$	$33.2^{+54.2}_{-10.4}$	h
	$4.2^{+0.1}_{-1.2}$	$1.7^{+\ 6.0}_{-\ 0.0}$	$29.6^{+\ 3.4}_{-\ 3.1}$	v
I	$3.8^{+2.7}_{-1.1}$	$7.6^{+\ 1.0}_{-\ 0.2}$	$37.6^{+\ 1.0}_{-\ 2.1}$	v
H3	$11.0^{+5.2}_{-0.0}$	$27.7^{+\ 8.6}_{-\ 9.1}$	$4.2^{+11.5}_{-\ 0.2}$	h
H4	$5.4^{+3.9}_{-2.9}$	$36.3^{+17.4}_{-16.9}$	$16.6^{+\ 9.3}_{-\ 2.7}$	h
H5	$4.3^{+3.2}_{-1.5}$	$36.3^{+28.9}_{-21.8}$	$29.6^{+10.7}_{-\ 3.1}$	h
H6	$4.2^{+3.1}_{-1.5}$	$37.0^{+29.5}_{-18.8}$	$31.3^{+10.6}_{-\ 3.6}$	h
H7	$4.1^{+4.4}_{-1.4}$	$11.3^{+\ 9.5}_{-\ 2.7}$	$32.5^{+\ 4.9}_{-\ 4.5}$	h
H8	$4.3^{+1.5}_{-0.1}$	$17.3^{+\ 5.9}_{-\ 3.5}$	$30.4^{+\ 6.8}_{-\ 1.6}$	h
HII	$4.2^{+2.7}_{-1.2}$	0	31.5	-

(alle Entfernungen in pc, v_{Rot} in km/s)

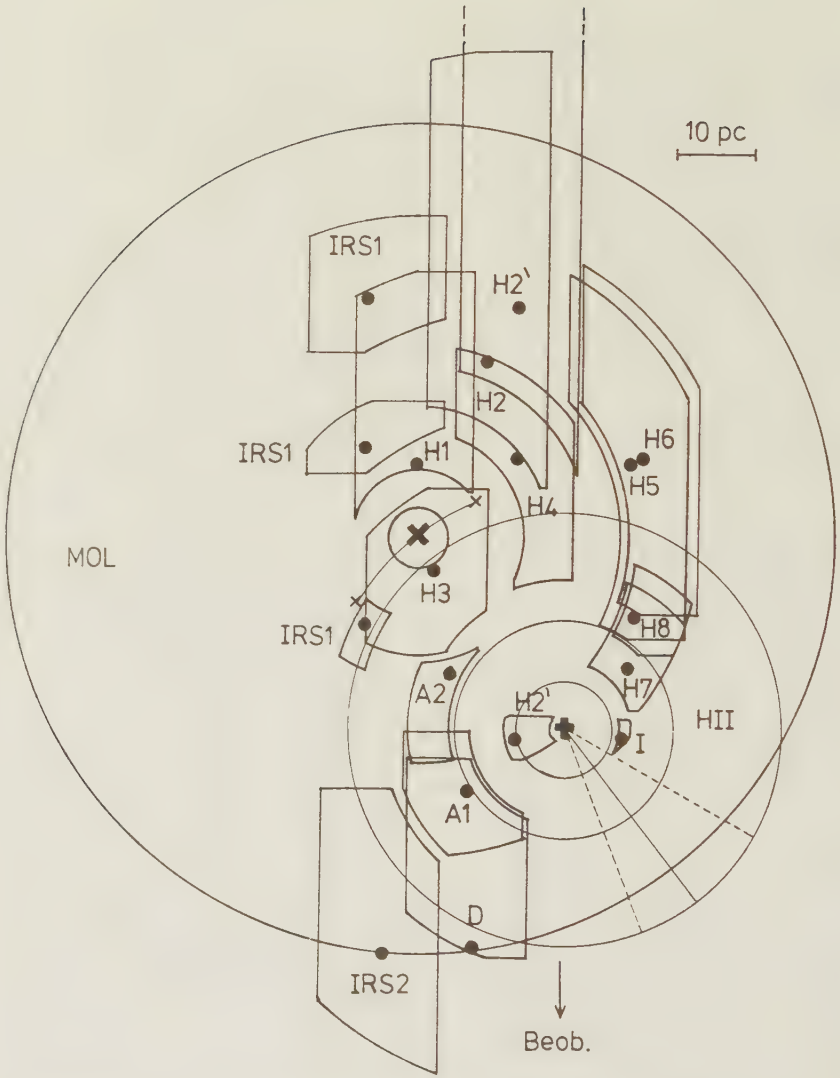


Abb. 33 : Schnitt durch das Modell des Molekülwolken-Komplexes Mon OB2 in der Rotationsebene, d.i. die Ausgleichsgerade in Abb.29f. Die Örter der Zentren der Molekülwolken (●),des Rosettennebels (+) und des Komplexes (x) sind auf die Ebene projiziert. Die Zentren der Molekülwolken liegen in den eingezeichneten Fehlergrenzen. Die Kreise um das HII-Zentrum haben die Radien aus Tab. 12. Weitere Erläuterungen im Text.

In Kap. 6.5 wurde harauf hingewiesen, daß die HII-Hülle des Nebels ungefähr in Richtung des Sehstrahls durchbrochen sein muß. Die Geometrie des Komplexes läßt darauf schließen, daß wie in Abb. 33 dargestellt dieses Loch etwa auf den Beobachter gerichtet ist, daß die Öffnung dort liegt, wo die umgebende Schicht neutraler Materie am dünnsten ist. Hier stand nach der Bildung des Sternhaufens NGC 2244 vor $4 \cdot 10^6$ Jahren (Ogura & Ishida, 1981) entweder nicht genug HI-Gas zum Ionisieren zur Verfügung, so daß der geringe Teil entstandenen HII-Gases nicht sichtbar ist, oder das HII-Gas wurde durch starken Sternenwind der O-Sterne im Haufen ins neutrale Medium geblasen, wo es ausdünnte. Die minimale Absorption bei Hα von 0.2 Größenklassen im Nordwesten des Nebels deutet darauf hin, daß der Rosettennebel und die dichten Molekül- und Staub-Wolken in ein Substrat dünn verteilten Staubes und Gases eingebettet sind, das zumindest auf der dem Beobachter zugewendeten Seite des Komplexes über dessen Peripherie hinausreicht. In diesen Raum mit geringerer Materiedichte könnte die fehlende Masse aus der HII-Hülle geblasen worden sein. Unter der Annahme, daß der Öffnungswinkel des kegelförmigen Loches maximal 90° beträgt, wäre bei einer HII-Massen-Verlustrate von

$$\dot{M}_{HII} \lesssim 7 \cdot 10^{-4}\ M_\odot/a$$

im Zeitraum von $4 \cdot 10^6$ Jahren die Hüllenöffnung geschaffen. Seit der Entstehung des Sternhaufens hat sich die HII-Region mit der Geschwindigkeit von 2.6 km/s relativ zum Gesamtkomplex nur um etwa 11 pc weiterbewegt; das ist nur ein Bruchteil ihres Durchmessers, so daß keine starken Verformungen des Rosettennebels durch seine Bewegung erkennbar und auch nicht zu erwarten sind.

Da die auf den Himmel projizierte Entfernung des Nebels vom Rotationszentrum s_M nicht genau festgelegt werden konnte (s.o.), kann die Achse des kegelförmigen Loches zwischen 20 und 60° von der Beobachtungsrichtung abweichen (Abb. 33). Die Achse wurde mit ihren Fehlergrenzen in Abb. 33 eingezeichnet.

Die kinematische Entfernung des Komplexes, bestimmt aus der differentiellen galaktischen Rotation, liegt bei $D_K = (1.20 \pm 0.04)$ kpc. Für die Modellrechnungen am Molekülwolken - Komplex und am Rosettannebel wurde die kinematische Entfernung des HII - Gebietes $D_R = (1.42 \pm 0.11)$ kpc (Kap. 5) verwendet. Liegt der Nebel innerhalb des Komplexes und gibt D_K die korrekte Entfernung an, sind alle Entfernungsangaben in Tabelle 11 und Abb. 33 um einen Faktor 1.18 ± 0.13 zu groß. Allerdings sprechen auch die Messungen von Ogura & Ishida (1981) am Sternhaufen NGC 2244 für eine Entfernung von 1.4 kpc.

Die mögliche Inklination der Hauptebene und die differentielle galaktische Rotation wurden bei den Modellrechnungen nicht berücksichtigt. Ein eventuell vorhandener Inklinationswinkel wäre kleiner als 10° und die maximale Differenz der Radialgeschwindigkeiten von östlichem und westlichem Rand des Komplexes auf Grund differentieller galaktischer Rotation ist kleiner als 0.8 km/s. Beide Effekte beeinflussen das Modell des Komplexes im Rahmen der Fehler nur unwesentlich.

7.3 Die Masse des Komplexes

Die Staubabsorption im V-Band A_V in einem Sehstrahl der Länge R mit n Teilchen der Dichte ϱ und dem Radius a ist (siehe z.B. bei Seidensticker, 1979)

$$A_V = 1.086 \cdot \pi \cdot a^2 \cdot n \cdot 2 \cdot R \cdot Q_V \quad .$$

Die Masse des Staubes in einem Quader der Länge R und der Grundfläche eines Rasterpunktes in der Karte s^2 ist dann

$$M_Q = 0.614 \cdot s^2 \cdot A_V \cdot (a \cdot \varrho / Q_V) \quad ,$$

wobei $(a \cdot \varrho / Q_V)$ eine Eigenschaft des interstellaren Staubes ist und nach Greenberg & Hong (1975) gilt

$$(a \cdot \varrho / Q_v) = (1.9 \pm 0.6)\ g \cdot cm^{-2}$$

mit $\varrho = 1.2\ g/cm^3$, was für schmutziges Eis (H_2O verunreinigt mit C,N und O) zutrifft.
A_v ergibt sich nach der mittleren Extinktionskurve aus $A_{H\alpha}$:

$$\frac{A_v}{A_{H\alpha}} = \frac{1.4993}{1.2103} = 1.2388$$

und mit $s = 6.054 \cdot 10^{18}$ cm wird die Staubmasse in einer Rasterfäche der $A_{H\alpha}$ - Karte von 2!0 Kantenlänge

$$M_Q = (0.266 \pm 0.084) \cdot A_{H\alpha}\ M_\odot$$

Die gesamte Staubmasse im beobachteten Zylinder (Kartenausschnitt mit Daten in Abb. 18) mit dem Radius $R_z = 23$ pc (≙ 55') ist

$$M_{Q,tot} = 0.266 \cdot \sum A_{H\alpha}(\alpha,\delta)\ M_\odot$$

$$= 480\ M_\odot$$

wobei aus Abb. 18 entnommen wurde

$$\sum A_{H\alpha} = 1776\ \text{mag.}$$

Die Gesamt - Staubmasse des Komplexes ist dann extrapoliert unter der Voraussetzung, daß die mittlere Dichte im Komplex konstant bleibt

$$M_{Staub,tot} = M_{Q,tot} \cdot \frac{V_{Komplex}}{V_{Zyl} - V_{HII}} = 2700\ M_\odot$$

mit $V_{Komplex} = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R_K^3$ (Kugelform)

$V_{Zyl} = \pi \cdot R_z^2 \cdot 0.5 \cdot (h_1 + h_2)$ (schräg abgeschnittener Zylinder)

$V_{HII} = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R_{HII}^3$

und $R_K = 55$ pc, $R_z = 23$ pc, $R_{HII} = 20$ pc, $h_1 = 80$ pc
und $h_2 = 110$ pc mit einem Fehler von jeweils etwa 5 pc.

Besitzt der Molekülwolken - Komplex die Form eines Rotationsellipsoiden mit dem kleinen Durchmesser ≈ 27 pc als Rotationsachse (Form eines Diskus), so halbiert sich die Staubmasse. Die Gesamtmasse des Komplexes ergibt sich zu

$$M_{tot} = M_{Mol} + M_{Ion} + M_{Staub} + M_* + M_{HI}$$

mit der Molekülmasse $M_{Mol} = 1.3 \cdot 10^5\ M_\odot$ (Blitz & Thaddeus)

Sternenmasse $M_* = 5.0 \cdot 10^3\ M_\odot$ (Ogura & Ishida)

HI - Masse um Rosettennebel $M_{HI,N} = 6.7 \cdot 10^3\ M_\odot$ (Raimond, 1964, mit D = 1.42 kpc)

HI - Masse im Molekül-Kompl. $M_{HI,M} = 1.5 \cdot 10^5\ M_\odot$ (")

Ionisierte Masse $M_{Ion} = 2.97 \cdot 10^4\ M_\odot$

Staubmasse $M_{Staub} = 2.7 \cdot 10^3\ M_\odot$

wird die Gesamtmasse $M_{tot} = 3.2 \cdot 10^5\ M_\odot$.

Die Hauptmasse des Komplexes liegt also in der Form von HI - Gas und Molekülen vor (82 % der Gesamtmasse).
Der Sternbildungs - Wirkungsgrad für den Komplex ist

$$\eta_K = \frac{M_*}{M_{tot}} = 0.02$$

und betrachtet man nur die direkte Umgebung des Rosettennebels

$$\eta_N = \frac{M_*}{M_* + M_{Q,tot} + M_{Ion} + M_{HI,N}} = 0.12$$

d.h. nur 2 bis 12 % der Masse der ursprünglichen Wolke ist in Sternbildung umgesetzt worden.

Tabelle 12

Rosettennebel (NGC 2237-46)	
α_{1950}	$6^h_h29^m01^s.7$
δ_{1950}	$5^\circ00'53''$
l	$206^\circ.26$
b	$-2^\circ.11$
Entfernung	(1.31 ± 0.19) kpc
Durchmesser bei $I = 0.5 \cdot I_{max}$ maximal	$2^\circ20'$, (58 ± 2) pc
des Minimums	$1^\circ08'$, (28.1 ± 0.5) pc
	$30'$, (12.4 ± 0.2) pc
mittlerer Spektralindex α, $(S \sim \nu^\alpha)$	-0.02 ± 0.10
LSR-Radialgeschwindigkeit	(16.9 ± 1.3) km/s
relative Heliumhäufigkeit	0.116 ± 0.032
NLTE - Elektronentemperatur	(5790 ± 1070) K
mittlere Elektronendichte	(15.0 ± 1.5) cm^{-3}
ionisierte Masse	(29700 ± 3800) $M_\odot$
mittlere lokale Absorption bei Hα	$0^m.9 \pm 0^m.5$
Molekülwolkenkomplex (Mon OB2)	
Durchmesser	110 pc
Staubmasse	2700 $M_\odot$
Gesamtmasse	$3.2 \cdot 10^5$ $M_\odot$
Wirkungsgrad bei Sternbildung	2 - 12 %

Die wichtigsten Ergebnisse der vorliegenden Arbeit, in Zahlenwerten zusammengefaßt.

8 Schlußwort

Mit den Messungen der Intensitätsverteilung des Radiokontinuums bei 1410 und 4750 MHz über den Rosettennebel ist es gelungen, ein realistisches Modell dieser HII - Region aufzustellen, eine sphärische Hülle mit einer radialen Variation der Elektronendichte (im Mittel 15.0 cm^{-3}), konstanter Elektronentemperatur und einer Öffnung in der Hülle, deren Achse um einen Winkel von 20 bis 60° von der Richtung zum Beobachter abweicht. Die Elektronentemperatur wurde aus Messungen der Rekombinationslinien bei 4618 MHz zu 5790 K bestimmt. Gleichzeitig konnte aus diesen Messungen erstmals für den Rosettennebel die Heliumhäufigkeit ermittelt werden (0.116).

Aus dem Vergleich der lichtelektrisch registrierten Verteilung der Intensität in der Hα-Linie über den Nebel (unter Ausschaltung der benachbarten [NII] -Linien) mit der Verteilung der Radiokontinuumsintensität wurde die Verteilung interstellaren Staubes voer dem HII-Gebiet bestimmt. Der Vergleich dieser Staubverteilung mit Molekülliniemmessungen anderer Autoren lieferte ein Modell des Molekülwolken-Komplexes Mon OB2, in den der Rosettennebel eingebettet ist, wobei er sich nahe an dem dem Beobachter zugewandten Rand des Komplexes befindet.

Verbesserungen des Nebelmodells sind durch zahlreichere über den Nebel verteilte Messungen der Elektronentemperatur möglich, um etwaige Variationen mit dem Abstand vom Nebelzentrum, die hier nicht nachgewiesen werden konnten, festzustellen. Zusätzliche Kartierungen der Region im Radiokontinuum und in Hα würden das Rauschen und damit die Nullpunktsfehler der gemessenen Karten verringern. Der mittlere Fehler in der Verteilung der interstellaren Absorption würde verbessert werden, doch wäre ein kaum zu rechtfertigender Zeitaufwand notwendig, um den Fehler auf die Hälfte zu drücken.

Entscheidender für eine Verbesserung des Modells für den Gesamtkomplex wären HI - Linienmessungen mit hoher räumlicher und Geschwindigkeits-Auflösung, um das stark ins Modell eingehende Geschwindigkeitsfeld genauer bestimmen zu können.

9 Literaturverzeichnis

Altenhoff W., Mezger P.G., Wendker H., Westerhout G. (1960), Veröffentlichungen der Sternwarte Bonn Nr.59, 48

Blitz L., Thaddeus P. (1980), Astrophys. Journ. 241, 676

Brocklehurst M. (1970), MNRAS 148, 417

Burgess A. (1958), MNRAS 118, 477

Chaisson E.J. (1976), Gaseous Nebulae and Their Interstellar Environment, in „Frontiers of Astrophysics" Ed. E.H. Avrett, Harvard Univ. Press

Crezelius C. (1981), priv. Mitt.

Davies R.D., Elliott K.H., Goudis C., Meaburn J., Tebbutt N.J. (1978), Astron. Astrophys. Suppl. 31, 271

De Boer J.A., Hin A.C., Schwarz U.J., van Woerden H. (1968), Bull. Astron. Inst. Netherlands 19, 460

Dickel H.R., Wendker H., Bieritz J.H. (1969), Astron. Astrophys. 1, 270

Dieter N.H. (1967), Astrophys. Journ. 150, 435

Emerson D.T., Klein U., Haslam C.G.T. (1979), Astron. Astrophys. 76, 92

Felli M., Churchwell E. (1972), Astron. Astrophys. Suppl. 5, 369

Fountain W.F., Gary G.A., O'Dell C.R. (1979), Astrophys. Journ. 229, 971

Gebel W.L. (1968), Astrophys. Journ. 153, 743

Gordon K.J., Gordon C.P., Lockman F.J. (1974), Astrophys. Journ. 192, 337

Goudis C. (1976), Astron. Astrophys. 48, 145

Graham D.A., Haslam C.G.T., Salter C.J., Wilson W.E. (1982), Astron. Astrophys. 109, 145

Greenberg J.M., Hong S.S. (1975), The Dusty Universe, Ed. G.B. Field and A.G.W. Cameron, N.Y., 131

Hardie R.H. (1962), Photoelectric Reduction, in "Stars and Stellar Systems II", Ed. W. Hiltner, Chicago, 178

Hill E.R. (1967), Austral. Journ. Phys. 20, 297

Johnson H.M. (1953), Astrophys. Journ. 118, 370

Kaifu N., Morimoto M. (1969), Publ. Astron. Soc. Japan 21.2, 203

Kiehling R. (1980), Diplom-Arbeit, Ruhr-Universität Bochum

Kraus J.D. (1966), Radio Astronomy, McGraw-Hill, N.Y.

Kühr H., Nauber U., Pauliny-Toth I.I.K., Witzel A. (1979), A Catalogue of Radio Sources, Arbeitsbericht MPIfR Bonn

Lang K.R. (1980), Astrophysical Formulae, Springer-Verlag

Lochner O. (1980), MPIfR Bonn, Datenblatt für Empfänger P-4.6-P-A

Meaburn J. (1968), Astrophys. Sp. Sci. 1, 230

Menon T.K. (1962), Astrophys. Journ. 135, 394

Mezger P.G.,Ellis S.A. (1968), Astrophys. Letters 1, 159

Mezger P.G., Henderson A.P. (1967), Astrophys. Journ. 147, 471

Ogura K., Ishida K. (1981), Publ. Astron. Soc. Japan 33, 149

Oster L. (1961), Astrophys. Journ. 134, 1010

Osterbrock D.E. (1974), Astrophysics of Gaseous Nebulae, Freeman, San Francisco

Osterbrock D.E., Stockhausen R.E. (1960), Astrophys. Journ. 131, 310

Pedlar A., Davies R.D. (1972), MNRAS 159, 129

Pedlar A., Matthews H.E. (1973), MNRAS 165, 381

Pengelly R.M. (1964), MNRAS 127, 145

Raimond E. (1964), Dissertation, Leiden

Schmidt-Kaler T., Dachs J. (1968), ESO-Bulletin 5, 15

Schmidt-Kaler T. (1982), in: Landolt-Börnstein, Ed. K.-H. Hellwege, Springer-Verlag, Gr. VI, Bd. 2b, 449

Schmitter E.F. (1971), Astron. Journ. 76.6, 571

Schuster H.E. (1981), ESO, priv. Mitt.

Seidensticker K. (1979), Diplom-Arbeit, Ruhr-Universität Bochum

Stättmayer P. (1982), Volkssternwarte München, priv. Mitt.

Tüg H. (1978), Dissertation, Ruhr-Universität Bochum

Viner M.R., Vallée J.P., Hughes V.A. (1979), Astron. Journ. 84.9, 1335

Wendker H.J., Smith L.F., Israel F.P., Habing H.J., Dickel H.R. (1975), Astron. Astrophys. 42, 173

Wohlleben R. (1977), MPIfR Bonn, Datenblatt für Erreger A098

Ich danke Herrn Prof. Dr. K. Rohlfs für die Förderung dieser Arbeit.

Der Europäischen Südsternwarte danke ich für die zur Verfügung gestellten langen Beobachtungszeiten.

Mein Dank gilt dem Max-Planck-Institut für Radioastronomie, es ermöglichte die Beobachtungen am 100 m - Teleskop. Den Mitarbeitern dieses Instituts ist für zahlreiche fruchtbare Diskussionen zu danken, ebenso den Mitarbeitern des Instituts für Radioastronomie der Universität Bonn, insbesondere den Herren Dr. R. Beck, Dr. W. Reich und Dipl.-Phys. C. Crezelius.

Ich danke den Mitarbeitern des Astronomischen Instituts der Ruhr-Universität Bochum für ihre tatkräftige Unterstützung.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft ist für die finanzielle Unterstützung dieses Forschungsvorhabens zu danken.

Lebenslauf

1953	am 2. Mai in Bochum geboren Vater : Helmut Celnik, Werkzeugmacher Mutter: Edith Celnik, geb. Mai, Verkäuferin
1959 - 1963	4 Klassen Grundschule
1963 - 1971	9 Klassen Gymnasium mit Abitur abgeschlossen
1971	Immatrikulation an der Ruhr-Universität Bochum, Physikstudium
1974	Diplom-Vorprüfung in Physik
1975	Diplomarbeit am Lehrstuhl für Astrophysik im Astronomischen Institut der Ruhr-Universität Bochum über das Thema: „Untersuchungen über den Verlauf der dynamischen Halbwertsbreite z_0 des interstellaren neutralen Wasserstoffs mit dem Abstand vom galaktischen Zentrum"
1977	Diplomprüfung in der Abteilung für Physik und Astronomie der Ruhr-Universität Bochum

DER DRUCKER - Buscheystraße 138 - 4630 Bochum - Tel. (02 34) 70 41 16